

**Untersuchung unterschiedlicher Konzepte
verstärkter thermophoretischer Teilchenabscheidung
zur effizienten Herstellung von Glasfaservorformen**

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Marita Hilgenstock

Gleichen

Bochum 1987

**Untersuchung unterschiedlicher Konzepte
verstärkter thermophoretischer Teilchenabscheidung
zur effizienten Herstellung von Glasfaservorformen**

Dissertation

zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Marita Hilgenstock

Gleichen

Bochum 1987

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1983 bis 1987 auf Anregung von Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Fiebig während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Thermo- und Fluidodynamik der Ruhr-Universität Bochum.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Fiebig für die Betreuung und Förderung dieser Arbeit und die stete Diskussionsbereitschaft, durch die diese Arbeit immer wieder neue Impulse erfahren hat.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. Mitra für seine Unterstützung und die Anregungen in lehrreichen Diskussionen.

Ferner möchte ich an dieser Stelle allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Institutes meinen Dank aussprechen, die mit Rat und Tat zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Erklärung

Ich, der underschriebene, bin der Verfasser der
beigefügten Arbeit. Die Arbeit ist mein
eigenes Werk. Ich habe keine fremde
Arbeit kopiert oder abgeschrieben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.

Ich, die Unterschrift, bin der Verfasser der
beigefügten Arbeit. Die Arbeit ist mein
eigenes Werk. Ich habe keine fremde
Arbeit kopiert oder abgeschrieben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.

Ich, die Unterschrift, bin der Verfasser der
beigefügten Arbeit. Die Arbeit ist mein
eigenes Werk. Ich habe keine fremde
Arbeit kopiert oder abgeschrieben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.
Ich habe keine fremde Arbeit
als meine eigene ausgegeben.

Für Achim

und Hannah * 29.2.1988

und für meine Eltern,

die mir den Weg zu dieser Arbeit ermöglicht haben.

Kurzfassung

Zur Steigerung der Leistungsfähigkeit eines der Herstellungsverfahren für Glasfaservorformen - dem MCVD-Verfahren - werden unterschiedliche Konzepte mittels numerischer Simulation untersucht. Die Grenze des herkömmlichen Verfahrens resultiert aus unvollständiger Abscheidung von Glaspartikeln aus laminaren Rohrströmungen über große Abscheidelängen.

Da die treibende Kraft der Abscheidung auf Temperaturunterschieden in der Gasströmung beruht - die Glaspartikel bewegen sich aufgrund thermophoretischer Kräfte stets in Richtung abnehmender Temperaturen - wird zur Leistungssteigerung alternativ die Abscheidung aus einer innen beheizten Ringspaltströmung untersucht (Doppelrohrverfahren). Zum anderen soll die Energie eines Laserstrahls dazu dienen, die Temperatur der Strömung im Bereich der Rohrmitte anzuheben. Diese Strahlung kann entweder von den abzuschheidenden Partikeln selbst oder von einem Zusatz im Hintergrundgas absorbiert werden.

In allen untersuchten Fällen ist eine Verstärkung der Abscheidung möglich. Wird Laserstrahlung absorbiert, erhöhen sich jedoch auch die Abscheidelängen. Nur mit dem Doppelrohrverfahren ist vollständige Abscheidung bei drastischer Reduzierung der Abscheidelängen erreichbar.

Verzeichnis der wichtigsten Symbole

Lateinische Buchstaben

a	Teilchendurchmesser
$\underline{A}$	Koeffizientenmatrix
$\underline{B}$	Koeffizientenmatrix
c	Teilchenkonzentration
$\underline{C}$	Koeffizientenmatrix
C	Konstante zur Berechnung der Abscheidung
C_p	spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck
C_v	spez. Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$\underline{D}$	Koeffizientenvektor
D	Diffusionskoeffizient
$\underline{E}$	Koeffizientenmatrix
EFC	Effizienz
F	Koeffizientenvektor
$\underline{g}$	Erdbeschleunigung
I	Strahlungsintensität
$\underline{J}$	Teilchenstrom
K	Konstante
l	mittlere freie Weglänge
M	molare Masse
$\dot{M}_{AB}$	abgeschiedener Massenstrom
P	Druck
P	Laserleistung
P_{AB}	Abscheideparameter
Q	Strahlungsenergie
$\dot{Q}_{str}$	Strahlungswärmestrom
r	radiale Koordinate
r_L	Laserradius
R	Innenradius des Außenrohres
R	allg. Gaskonstante



$R_{(Tr)}$	Reaktionsrate
$\vec{s}$	Richtungsvektor
t_E	Reaktionsdauer
T	Temperatur
$\vec{u}$	Geschwindigkeitsvektor
u	axiale Geschwindigkeit
v_{SiCl_4}	$SiCl_4$ - Vorrat
v	radiale Geschwindigkeit
w	azimutale Geschwindigkeit
Δx_D	Abscheidelänge
y	gestreckte Koordinate
z	axiale Koordinate

griechische Buchstaben

α	Absorptionskoeffizient
α	Skalierungsexponent
β	reziproker Strahlradius
γ	Adiabatenexponent
ϵ	Emissionskoeffizient
ζ	Gewichtungsfaktor
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ξ	Gewichtungsfaktor
ρ	Dichte
σ	Streukoeffizient
$\underline{I}$	Schubspannungstensor
τ	Reaktionszeit
$\vec{\varnothing}$	Variablenvektor
$\varnothing$	Richtungsverteilung der Streuung

Kennzahlen und Parameter

$A = \alpha_o \rho_o R Re$	Absorptionsparameter
$Fr = \frac{u_o^2}{ g R}$	Froude Zahl
$Kn = \frac{1}{a}$	Knudsen Zahl
$Ma = \frac{u_o}{(\gamma R T_o)^{1/2}}$	Mach Zahl
$Pr = \frac{C_{p,o} \mu_o}{\lambda_o}$	Prandtl Zahl
$Q = \frac{P \alpha_o \rho_o}{RL^2 \mu_o C_{p,o} T_o}$	dimensionslose Laserenergiedichte
$Re = \frac{\rho_o u_o R}{\mu_o}$	Reynolds Zahl
$RI = \frac{r_{innen}}{R}$	dimensionsloser Innenradius
$RL = \frac{r_L}{R}$	dimensionsloser Laserradius
$Sc = \frac{\mu_o}{\rho_o D_o}$	Schmidt Zahl

Indices und Sonderzeichen

a	außen
a, A	Aufheiz-
Diff	Diffusions-
ein	Eintritts-
g	Gas
i	innen
I	radialer Laufindex
J	axialer Laufindex
k	Kühl-
max	Maximal-
min	Minimal-
o	Bezugs-
O	Ofen-
p	Partikel-

Th	thermophoretisch
V	Vorheiz-
W	Wand-
'	dimensionslos
^	dimensionsbehaftet
< >	Mittelwert
Δ	Abstand, Differenz
$\underline{x}$	Matrix x
$\overline{x}$	Vektor x

Inhaltsverzeichnis	Seite
<u>I Einleitung</u>	1
I.1 Vorbemerkungen zur Glasfasertechnologie	1
I.2 Stand der Forschung	4
I.2.1 Stand der Herstellungsverfahren für Glasfaservorformen und Ansätze zur Leistungssteigerung des MCVD-Verfahrens	4
I.2.2 Übersicht über bisher durchgeführte Berechnungen zur thermophoretischen Teilchenabscheidung im Standard MCVD-Verfahren und seinen Varianten	10
I.3 Zielsetzung der Arbeit	11
<u>II Mathematisch-physikalische Modellbildung</u>	14
II.1 Das Prinzip des Standard MCVD-Verfahrens	14
II.2 Übertragung auf ein Berechnungsmodell	17
II.3 Ursache und Beschreibung thermophoretischer Kräfte	23
II.4 Abschätzung relevanter Terme in den Grundgleichungen	25
II.4.1 Einführung von Bezugsgrößen	25
II.4.2 Zustandsgleichung und Stoffwerte	26
II.4.3 Kontinuitätsgleichung für das Gas und die Teilchen	28
II.4.4 Impulsgleichung	29
II.4.5 Energiegleichung	30
II.5 Gleichungssysteme für die numerische Simulation	31
II.5.1 Anfangs- und Randbedingungen	32

	Seite
<u>III Das numerische Berechnungsverfahren</u>	35
III.1 Diskretisierung der Differentialgleichungen	35
III.2 Das Lösungsverfahren	37
<u>IV Das Standard MCVD-Verfahren</u>	40
IV.1 Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie Teilchenbahnen im Standard MCVD-Verfahren	40
IV.2 Identifizierung von Parametern zur Untersuchung der Partikelabscheidung	45
IV.3 Einfluß der Temperaturprofilparameter auf die Abscheidung	47
IV.3.1 Einfluß der Aufheizlänge l_A und der Ofenlänge l_o	50
IV.3.2 Einfluß der Abkühlänge l_k	56
IV.3.3 Einfluß der Vorheiztemperatur T_v	56
IV.4 Einfluß der Prandtl Zahl	62
IV.5 Einfluß des Auftriebs für ein vertikales Rohr	66
IV.6 Einfluß der Teilchenkonzentration auf die Abscheidung	68
IV.7 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen	70
IV.8 Zusammenfassung der Ergebnisse	74
<u>V Das Doppelrohrverfahren</u>	76
V.1 Das Verfahrenskonzept	76
V.2 Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie Teilchenbahnen im Doppelrohrverfahren	79

	Seite
V.3 Identifizierung von Parametern zur Untersuchung der Partikelabscheidung	83
V.4 Einfluß der Temperaturprofilparameter auf die Abscheidung	85
V.4.1 Einfluß des Ofenabstandes Δl_0 und Untersuchungsstrategie für den Doppelrohrprozeß	85
V.4.2 Einfluß der Ofenlänge l_0	89
V.4.3 Einfluß der Abkühllänge l_k	91
V.4.4 Einfluß der Aufheizlänge, innen $l_{a,i}$	92
V.4.5 Einfluß der Vorheizlänge, außen l_v	94
V.4.6 Einfluß der Vorheiztemperatur T_v	97
V.4.7 Einfluß der Aufheizlänge, außen $l_{a,a}$	100
V.4.8 Einfluß der Maximaltemperatur, innen $T_{i,max}$	102
V.5 Abscheidung bei den Radienverhältnissen $RI=0,8$ und $RI=0,9$	106
V.6 Abscheidung bei unterschiedlichen Radienverhältnissen im Überblick	108
V.7 Einfluß der Prandtl Zahl und des Auftriebes	113
V.8 Abscheidung auf dem Innenrohr	114
V.9 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen	115
V.10 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion	117
<u>VI Laserunterstützte Abscheidung</u>	120
VI.1 Das Verfahrenskonzept	120
VI.2 Absorption durch die Partikel	122
VI.2.1 Parameter der laserunterstützten Abscheidung	122
VI.2.2 Abscheidung bei unterschiedlichen Laserradien RL	122
VI.2.2.1 Teilchenbahnen und Isothermen	122

	Seite
VI.2.2.2 Konzentrationsprofile	126
VI.2.2.3 Laserintensitätsprofile	128
VI.2.3 Einfluß der Laserleistung $Q \cdot RL^2$	130
VI.2.4 Einfluß der Eintrittskonzentration c_0	133
VI.2.5 Einfluß der Parameter RL , $Q \cdot RL^2$ und der Absorptionsstärke A im Überblick	137
VI.3 Hintergrundgasabsorption	144
VI.3.1 Aufspaltung der Berechnung in Vorlauf- und Abscheidezone	144
VI.3.2 Ergebnisse für die Vorlaufzone	145
VI.3.3 Ergebnisse für die Abscheidezone	145
VI.4 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen und Vergleich mit eigenen Arbeiten	151
VI.5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion	161
<u>VII Zusammenfassung und Ausblick</u>	163
<u>VIII Literaturverzeichnis</u>	166
<u>IX Anhang</u>	171
A II.1 Abschätzung des Fehlers durch die Annahme der Haftbedingung auf einer unbewegten Rohrwand für die axiale Geschwindigkeit	171
A II.2 Gleichungssystem zur Berechnung des Einflusses einer Umfangsgeschwindigkeit auf die Strömung in einem vertikalen, rotierenden Rohr und Abschätzung der Größe des Einflusses	173
A II.3 Berechnung der Reaktionsdauer	175
A II.4 Herleitung der Diffusionsgeschwindigkeit der Partikel und der mittleren Massengeschwindigkeit	178

	Seite
A II.5 Absorption von Laserstrahlung durch die Glaspartikel oder das Hintergrundgas	179
A II.6 Vergleich axialer Wärmeleitung mit axialer Konvektion	181
A II.7 Vergleich des an der Rohrwand berechneten Teilchenstroms mit und ohne Berücksichtigung der Teilchendiffusion	182
AIII.1 Bestimmung der Teilchenkonzentration auf der Wand im Abscheidebereich	184

I Einleitung

I.1 Vorbemerkungen zur Glasfasertechnologie

In der Telekommunikation verdrängt die Glasfaser seit Beginn der 80'ger Jahre weltweit mehr und mehr die Kupferkabel. Ihre Vorteile liegen in der großen Bandbreite, innerhalb welcher mehr Übertragungskanäle zur Verfügung gestellt werden können. Da für jeden Übertragungskanal einer Trägerfrequenz ein in seiner Breite festliegendes Frequenzintervall aufmoduliert wird und sich benachbarte Kanäle nicht überschneiden dürfen, steigt die mögliche Bandbreite mit der Frequenz des Trägers. Die übertragenen Frequenzen liegen für die Glasfaser im Bereich von 10^{14} Hz im Gegensatz z. B. zu im TV-Bereich üblichen 10^6 Hz. Ein weiterer Vorteil ist die extrem niedrige Signaldämpfung. Während in konventionellen digitalen Kupferkabelnetzen bei einem Betrieb mit 565 Mbit/s alle 1,6 km Zwischenverstärker installiert werden, erreicht man mit Einmoden-Glasfasern bei einer Wellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$ Verstärkerabstände von bis zu 50 km (Schmidt, Detroy (1)). Verstärkerabstände von bis zu 100 km sind bei einem Betrieb mit 100 mbit/s und einer Wellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ im Versuch erzielt worden (O'Mahony et. al. (2)).

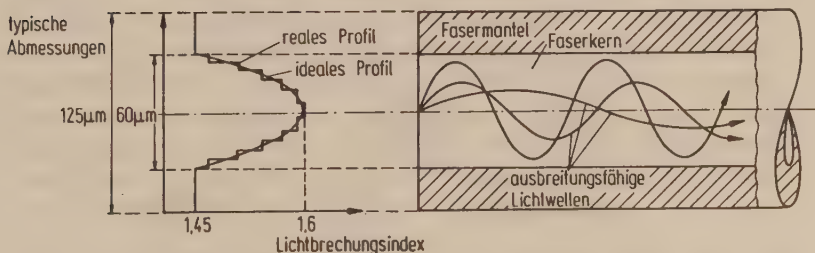


Abb. I.1: Aufbau einer Glasfaser

Außerhalb der Nachrichtentechnik finden seit einigen Jahren Glasfasern mit speziell erzeugten Eigenschaften Anwendung als Sensoren für z. B. Magnetfelder oder als Gyroskope, als Lichtsignalverstärker oder Laserfaser und anderes mehr.

Im Aufbau einer Glasfaser (Abb. I.1) unterscheidet man zwischen dem Faserkern, in welchem das Licht geführt wird, und dem Fasermantel mit einem Brechungsindex, welcher kleiner ist als derjenige des Kernmaterials. Durch Totalreflexion an beider Grenzfläche wird das Licht im Kernbereich gehalten. Das für die jeweilige Faser typische Brechzahlprofil des Kerns läßt sich durch gezieltes Zumischen von Dotierungstoffen zu dem als Basismaterial dienenden reinen Quarzglas (amorphes SiO_2) einstellen. Dotierung mit B_2O_3 oder F senkt

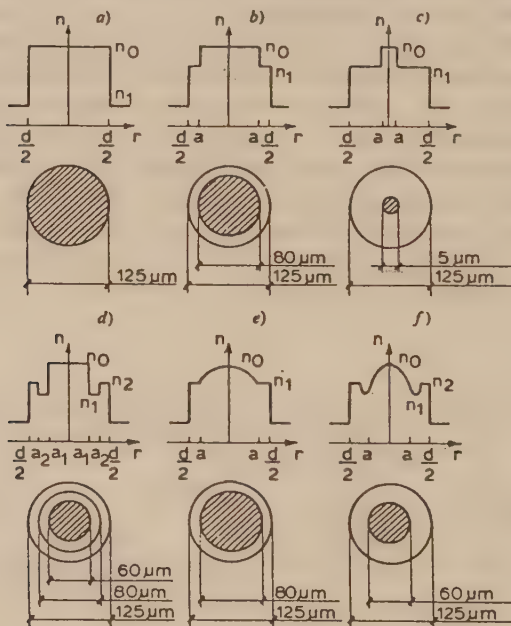


Abb. I.2: Entwicklung unterschiedlicher Glasfasertypen nach CSELT (3)

hierbei den Brechungsindex, eine Erhöhung der Brechzahl wird durch Hinzufügen von P_2O_5 oder GeO_2 erreicht. Weitere Additive sind möglich und dienen insbesondere zur Herstellung von Spezial- oder Sensorfasern.

Verschiedene in der Nachrichtentechnik genutzte Glasfasertypen zeigt Abb. I.2. Die hohen Signalverluste einer Faser mit konstantem Brechungsindex n_0 in einer Umgebung der Brechzahl n_1 (Faser a) werden durch einen zusätzlichen Fasermantel herabgesetzt (Faser b), welcher die Oberfläche des Faserkerns vor Verunreinigungen und Zerstörung schützt. Reduzierung des Kerndurchmessers führt zur Einmodenfaser (Faser c), bei der die Signaldispersion aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten verschiedener Schwingungsmoden des Lichtes vermieden wird, da nur eine Mode ausbreitungsfähig ist. Durch den parabolischen Brechzahlverlauf in der Gradientenfaser (Faser e) wird für die Ausbreitung der unterschiedlichen Schwingungsmoden dieselbe Gruppengeschwindigkeit erreicht und so Signaldispersion verhindert. Durch Absenkung der Brechzahl im Grenzbereich zwischen Kern und Mantel kann der Energieverlust an den Fasermantel weiter reduziert werden (Faser d und f).

Eigenschaften, Qualität und Kosten einer Glasfaser werden maßgeblich bestimmt durch das zur Herstellung der Vorformen benutzte Verfahren. Unter einer Glasfaservorform versteht man hierbei einen ca. 1 m langen Glasstab mit einem Durchmesser von ca. 15 mm, der in seinen optischen Eigenschaften eine maßstäbliche Vergrößerung der Faser darstellt. Aus ihr wird in einem gesonderten Prozeßschritt durch lokales Erhitzen der Vorform über die Erweichungstemperatur hinaus die Faser auf einen Durchmesser von 125 μm gezogen und zum Schutz gegen Mikrorisse mit einem Kunstharzlack beschichtet. Durch dieses Faserziehen werden die optischen Eigenschaften des Glasstabes nicht verändert.

Die großtechnische Nutzbarkeit von Glasfasern wurde erst ab 1977 durch die Entwicklung von Herstellungsverfahren, die die Fremdstoffkonzentrationen auf wenige ppb beschränken, möglich. Spuren von Alkaliionen oder Hydroxyl-Gruppen (OH^-)

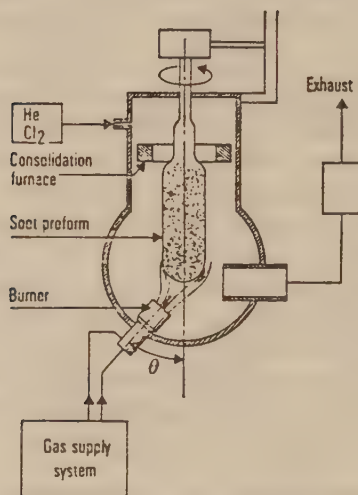
fürten bis dahin zu Absorptionsverlusten, die eine Anwendung der Glasfaser für lange Übertragungswege ausschlossen.

I.2 Stand der Forschung

I.2.1 Stand der Herstellungsverfahren für Glasfaservorformen und Ansätze zur Leistungssteigerung des MCVD-Verfahrens

Bedingt durch die hohen Anforderungen bezüglich der Reinheit der Materialien fanden nur vier Herstellungsverfahren Eingang in die Glasfaserproduktion (Abb. I.3):

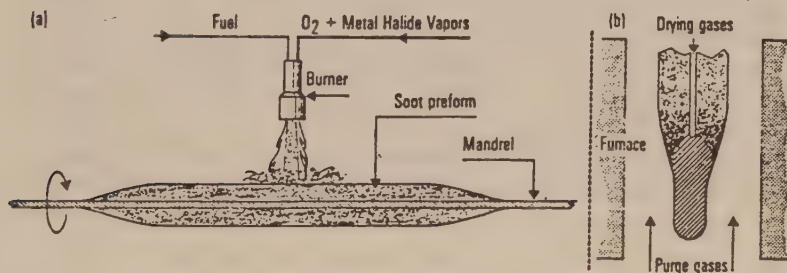
- das VAD - Verfahren (Abb. I.3 a) (vapor axial deposition)
- das OVD - Verfahren (Abb. I.3 b) (outside vapor phase oxidation and deposition)
- das PCVD - Verfahren (Abb. I.3 c) (plasma chemical vapor deposition)
- das MCVD - Verfahren (Abb. I.3 d) (modified chemical vapor deposition)



Schematic view of the VAD process.

Abb. I.3 a: Das VAD-Verfahren (Koel (4))

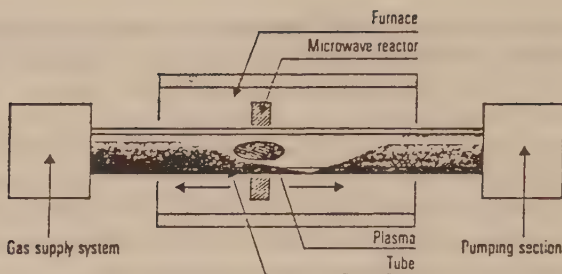
In einem geeignet konstruierten Wasserstoff-Sauerstoff Brenner mit mehreren konzentrischen Düsen werden Siliziumtetrachlorid (SiCl_4) und Dotierungsstoffe zu ihren Oxiden verbrannt. Diese agglomerieren zu Partikeln und werden auf einem axial wachsenden Träger abgeschieden. Das gewünschte Brechzahlprofil wird durch die Verteilung der Dotierungsstoffe auf die konzentrischen Düsen eingestellt. Während des Prozesses wird der Träger gemäß der Wachstumsgeschwindigkeit der Vorform von dem stationären Brenner weggezogen.



Schematic view of the OVD process.

Abb. I.3 b: Das OVD-Verfahren (Koel(4))

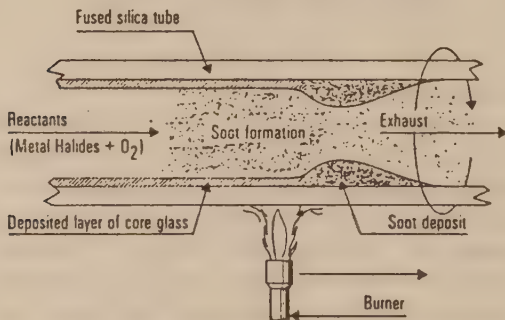
Längs eines rotierenden Trägerdorns wird ein Wasserstoff-Sauerstoff Brenner mehrfach axial verfahren. In seiner Flamme verbrennen Siliziumtetrachlorid und Dotierungsstoffe zu ihren Oxiden. Nach Beendigung einer jeden Fahrt kann die Zumischung von Dotierungsstoffen zum Brennergas geändert werden. Auf diese Weise wird zunächst der Faserkern aufgetragen, anschließend der Fasermantel. Nach Abschluß der Deposition wird der Trägerdorn entfernt.



Schematic view of the PCVD process.

Abb. I.3 c: Das PCVD-Verfahren (Koel(4))

Innerhalb eines hochreinen Quarzglasrohres, durch welches Sauerstoff, Siliziumtetrachlorid, Dotierungsstoffe und Trägergas strömen, wird ein Niederdruckplasma erzeugt. In diesem Plasma zersetzen sich Silizium- und Dotierungsstoffhalogenide und Sauerstoff und scheiden sich auf der Rohrwand als verglaste Oxide ab. Durch mehrfaches Verfahren der Plasmazone kann schichtweise das Kernmaterial aufgetragen werden. Das als Träger dienende Quarzglasrohr bildet das Mantelmaterial.



Schematic view of the MCVD process.

Abb. I.3 d: Das MCVD-Verfahren (Koel(4))

Durch ein hochreines Quarzglasrohr strömen Siliziumtetrachlorid, Sauerstoff, Dotierungsstoffe und Trägergas. Das Quarzglasrohr wird von außen durch einen Wasserstoff-Sauerstoff Brenner lokal erhitzt und über die heiße Rohrwand auch das Gasgemisch im Inneren. Es kommt zu einer chemischen Reaktion der Halogenide mit dem Sauerstoff zu Oxiden, die sofort zu Partikeln agglomerieren. Stromab der Brennerzone wandern diese Partikel aufgrund thermophoretischer Kräfte auf die kalte Rohrwand zu (vergl. Kap.II.1) und scheiden sich dort teilweise ab. Zur Auftragung mehrerer in ihrer Dotierung unterschiedlicher Glasschichten wird der Brenner mehrfach parallel zum Gasstrom langsam längs des Rohres verfahren. Abgeschiedene Glaspartikelschichten werden hierbei durch den nachfolgenden Brenner porenfrei gesintert. Nach Abschluß einer jeden Fahrt wird die Halogenidzufuhr abgeschaltet und der Brenner schnell und unter reduzierter Energieabgabe zum Einlaß der Gase zurückgefahren, um anschließend mit der Abscheidung einer weiteren, in ihrer Zusammensetzung geänderten Glasschicht zu beginnen. Auch hier dient das Quarzglasrohr als Träger und Mantelmaterial.

In allen vier Verfahren werden die glasbildenden Oxide (SiO_2 und Dotierungsstoffe) erst kurz vor der Abscheidung durch eine bei hohen Temperaturen einsetzende Reaktion aus den entsprechenden Halogeniddämpfen und Sauerstoffgas gebildet. Ein Teil des Sauerstoffs ist zuvor durch ein thermostatisiertes Halogenidbad geleitet worden und hat sich mit Halogeniddämpfen bei einer Badtemperatur wenig unterhalb der Siedetemperatur der Halogenide gesättigt. Fremdmetallhalogenide mit geringerem Dampfdruck können hierbei von dem Prozeß ferngehalten werden, solche mit höherem Dampfdruck sind zuvor ausgetrieben worden.

Beim VAD- wie auch beim OVD-Verfahren entstehen poröse Vorformen, die aufgrund der Verwendung von Wasserstoff-Sauerstoff Brennern stark mit Hydroxyl-Gruppen kontaminiert sind. Diese Vorformen werden in einem gesonderten Prozeßschritt zur Auslösung der Hydroxyl-Gruppen mit Chlorgas gespült und gesintert. Die im PCVD- und MCVD-Verfahren hergestellten, von innen beschichteten Glasrohre werden im unveränderten

Prozeßaufbau von außen über die Erweichungstemperatur erhitzt und schrumpfen aufgrund von Oberflächenspannung zu Vollstäben zusammen.

Ein Leistungsvergleich der Verfahren ergibt das in Tabelle I.1 gezeigte Bild. Verglichen werden sowohl der abgeschiedene Massenstrom des Fasermaterials (Abscheiderate) als auch der Prozentsatz der eingesetzten Chemikalien, welcher zur Abscheidung kommt (Abscheideeffizienz). Aufgrund ungleichmäßiger Dicke der aufgetragenen Schichten muß die Vorform an beiden Enden gekürzt werden, was ebenfalls zu Materialverlusten führt (Endverluste).

Verfahren	VAD	OVD	PCVD	MCVD
Abscheiderate (g/min)				
Monomodenfaser	0,4	0,7 (Kern) < 1,3 (Mantel)	1,0	2,0
Gradientenfaser	0,4		0,5	2,0
Laborspitzenwert	4,5	1,8 (Kern) < 6,0 (Mantel)	2,5	7,0 (*)
Abscheideeffizienz für SiO ₂	60 - 80 %	50 %	100 %	50 %
Endverluste bezogen auf die Gesamtlänge	---	--	10 %	30 %

Tabelle I.1: Leistungsvergleich der verschiedenen Herstellungsverfahren nach Koel (4) und Bachmann et. al. (5). Der Laborspitzenwert von 7 g/min im MCVD-Verfahren wurde mit einer zusätzlichen Plasmazone einer Temperatur von 9000 °C erhalten (*). Zu den Endverlusten im VAD und OVD-Verfahren wurden keine Angaben gemacht.

Die hohen Kosten hochreiner Ausgangsmaterialien läßt es wün-

schenswert erscheinen, die Abscheideeffizienz zu steigern und die Endverluste herabzusetzen. Gleichzeitig kann durch Steigerung der Abscheiderate die Wirtschaftlichkeit der Verfahren verbessert werden. Die Diskussion derartiger Möglichkeiten soll hier auf das MCVD-Verfahren beschränkt bleiben.

Da der Abscheidemechanismus auf der Wanderung von Kleinstpartikeln in einem Temperaturfeld in Richtung fallender Temperaturen beruht (Thermophorese), gehen die meisten Ansätze zur Verbesserung des Verfahrens von einer Steigerung des Temperaturgradienten im Bereich der Abscheidung aus.

Versuche, die Abscheideeffizienz durch ein zusätzliches Heizelement zu erhöhen, welches in das Quarzglasrohr eingeschoben wird, wurden von Sandoz et. al. (6), Buehl (7) und Siegfried (8) beschrieben. Die erhaltenen Glasschichten waren von ungleichmäßiger Dicke, da die Abscheidezone stets vom fahrenden Brenner bis zum stationären Ende des Rohres reichte. Für einen solchen Aufbau hatte Weinberg (9) aufgrund analytischer Berechnungen die Möglichkeit einer Abscheideeffizienz von 100% für endliche Rohrlängen nachgewiesen. Der oben aufgeführte Laborspitzenwert des MCVD-Verfahrens mit einer Abscheiderate von 7 g/min wurde mit Hilfe eines zusätzlich in der Heißzone unter Normaldruck erzeugten Plasmas mit einer Temperatur von ca. 9000 ° C erzielt. Eine detaillierte Diskussion der Verfahrensvarianten, die auf zusätzlichen zentralen Heizelementen beruhen, findet sich in Kap. V.9.

Ein weiterer möglicher Heizmechanismus leitet sich aus der geringen Größe der Partikel her. Elektromagnetische Strahlung, deren Wellenlänge größer als der Partikeldurchmesser ist, wird von den Partikeln stark absorbiert. Die Strahlung eines CO₂-Lasers, die koaxial in das zu beschichtende Quarzglasrohr eingestrahlt wird, dient dann als nicht materielle Wärmequelle, durch die die Partikel an die Rohrwand gedrängt werden. Hierzu wurden von Morse et. al. (10) und Schneider et. al. (11) Versuche durchgeführt. Sie konnten die Abscheiderate erhöhen und die Schichtqualität verbessern. In Kap. VI.4 wird ein Überblick über diese Versuche und Berechnungen gegeben.

I.2.2 Übersicht über bisher durchgeführte Berechnungen zur thermophoretischen Teilchenabscheidung im Standard MCVD-Verfahren und seinen Varianten

Berechnungen zur thermophoretischen Teilchenabscheidung im MCVD-Verfahren umfassen die Bestimmung von Geschwindigkeits-, Temperatur- und Teilchenkonzentrationsfeldern in laminaren Rohr- oder Ringspaltströmungen. Um einen Einblick in die Beeinflussung thermophoretischer Abscheidung durch Strömungs- und Temperaturfelder zu gewinnen, wurden bisher die in Tabelle I.2 zusammengefassten Modelle untersucht. Eine Diskussion der erhaltenen Ergebnisse wird im Zusammenhang mit den eigenen Rechnungen erfolgen.

Die meisten Berechnungen gehen von vollentwickelten Geschwindigkeitsfeldern aus, was für eine Rohrströmung die Vorgabe einer Poisseuille'schen Geschwindigkeitsverteilung und konstante Stoffwerte bedeutet. Mit diesen Geschwindigkeitsfeldern können dann Temperatur- und Konzentrationsfelder bestimmt werden. Werden diese ebenfalls als vollentwickelt angenommen, verbleibt nur noch eine eindimensionale Abhängigkeit der Felder von der radialen Koordinate. In den meisten Fällen wird jedoch eine schwache axiale Veränderlichkeit angenommen, d. h. es werden zweite Ableitungen in Hauptströmungsrichtung vernachlässigt. Nur in wenigen Fällen wurden die vollständigen Navier-Stokes Gleichungen gelöst und axiale Wärmeleitung sowie axiale Thermophorese und Teilchendiffusion mit berücksichtigt. Zur besseren Einordnung sind die eigenen Rechnungen ebenfalls in das Schema von Tabelle I.2 aufgenommen worden (durch (**) gekennzeichnet).

Literaturstelle		(12)	(13)	(14)	(9)	(15)	(16)	(17)	(18)	(19)	(20)	(21)	(**)
Berechnungsverfahren	analytisch numerisch	x	x	x	x	x		x	x	x	x	x	x
Zeitabhängigkeit	stationär instationär	x	x	x	x	x	x		x	x	x	x	x
Geometrie	Rohr Ringspalt	x	x	x		x	x	x	x	x	x	x	x
Stoffwerte	konstant temperatur- abhängig	x	x	x	x	x		x	x		x		
Geschwindigkeitsfelder	vollentwickelt axial schwach veränderlich Navier-Stokes Gleichungen	x	x	x	x	x		x	x		x		
Auftrieb	Boussinesque Näherung ideales Gas								x				
Temperaturfelder	vollentwickelt axial schwach veränderlich mit axialer Wärmeleitung					x		x	x				
Absorption von Laserstrahlung	durch Gasbeimischung durch Partikel sehr schwach isotrope Strahlung Gauß'sche Intensitätsverteilung	x	x	x	x		x				x		x
Wandtemperatur	konstant Stufe am Eintritt Brennermodell Meßdaten					x		x	x	x		x	
Teilchenkonzentrationsfelder	vollentwickelt nur Thermophorese zus. mit Diffusion nur Trajektorienberechnung				x	x	x		x			x	x

Tabelle I.2: Übersicht über bisher durchgeführte Berechnungen. Die Literaturstellen wurden durchnummeriert und sind am Ende der Arbeit aufgeführt, (**) bezeichnet die in dieser Arbeit gezeigten Berechnungen.

I.3 Zielsetzung der Arbeit

Die bisher durchgeführten Berechnungen geben nur wenig Einblick in die Möglichkeit der gezielten Beeinflussung der

Teilchenabscheidung durch geeignete Aufheizung und Abkühlung unter verfahrensrelevanteren Bedingungen. Insbesondere ist die Annahme vollentwickelter Geschwindigkeitsprofile mit der Aufheizung der Strömung um mehrere hundert Grad über eine Länge von nur wenigen Rohrradien in Frage zu stellen. Andererseits benötigt man zur numerischen Berechnung der vollständigen Navier-Stokes Gleichungen sehr viel Speicherplatz und Rechenzeit, so daß ausführliche Parameterstudien nicht sinnvoll durchgeführt werden können.

Aus diesen Gründen basiert die hier durchgeführte numerische Simulation ausgewählter Varianten des MCVD-Verfahrens auf einer Näherung der vollständigen Impuls-, Energie- und Konzentrationsgleichungen für schlanke Kanäle mit hinreichend großen Reynolds Zahlen. In dieser Näherung können axial veränderliche Randbedingungen berücksichtigt werden. Rückwirkungen auf berechnete Felder stromauf eines Ereignisses bleiben jedoch ausgeschlossen.

Mit Hilfe der Computersimulation sollen die Möglichkeiten und Grenzen folgender Verfahren untersucht werden:

1) Das Standard MCVD-Verfahren

Es fehlen detaillierte Studien zu diesem Verfahren, obwohl Versuche mit z. B. verstärkter Kühlung die Möglichkeit zu verstärkter Abscheidung gezeigt haben. Außerdem sollen diese Ergebnisse als Vergleichsgrundlage für die im folgenden untersuchten Verfahrensvarianten dienen.

2) Das Doppelrohrverfahren

Das Konzept zu diesem Verfahren resultiert aus den oben beschriebenen Versuchen mit zusätzlich eingebrachten Heizelementen, durch welche eine gezielte Beeinflussung der Abscheidung gelingt. Diese Verfahrensvariante ermöglicht vollständige und eng begrenzte Abscheidung von Glaspartikeln und somit hohe Abscheideraten und eine effektive Prozeßführung.

3) Die laserunterstützte Abscheidung

Die Wechselwirkung zwischen den Partikeln und dem Strömungs- und Temperaturfeld ist hier besonders stark. Es

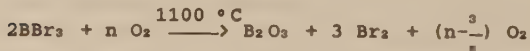
sollen die Möglichkeiten und Grenzen eines Lasereinsatzes zur Erhöhung der Thermophorese im Standard Verfahren untersucht werden.

II Mathematisch - physikalische Modellbildung

II.1 Das Prinzip des Standard MCVD-Verfahrens

Zur Modellbildung ist es notwendig, den Partikelenstehungs- und Abscheidenvorgang für das Standard MCVD-Verfahren im Detail zu beschreiben. Abb. II.1 stellt das Verfahren schematisch dar (Abbildung folgende Seite):

Durch ein um seine Achse rotierendes Quarzglasrohr strömt das Prozeßgasgemisch bestehend aus Siliziumtetrachlorid, Sauerstoff und Halogeniden der Dotierungsstoffe. Die Außenfläche des Quarzglasrohres (Depositionsrohr) wird lokal von einem Ofen aufgeheizt, der langsam verglichen mit der Gasgeschwindigkeit in Strömungsrichtung über das Rohr verfahren wird. Es stellt sich ein quasistationäres Temperaturprofil in der Rohrwand ein, das an den Brenner gekoppelt mitverfährt. In Abb. II.1 ist es schematisch wiedergegeben. Unter dem Einfluß dieser Wandtemperaturverteilung heizt sich das am Eintritt isotherme Gasgemisch (T_a) mit parabolischer Geschwindigkeitsverteilung von der Rohrwand aus auf (T_b). Nach Erreichen der Reaktionstemperatur (T_r) auf der Rohrwand reagiert das Prozeßgas entlang einer sich in der Gasströmung ausbildenden Reaktionsisotherme gemäß den Reaktionsgleichungen:



Die Silizium- und Dotierungsstoffoxidmoleküle agglomerieren sofort zu amorphen Partikeln mit weniger als 1 μm Durchmesser (zur Partikelgröße siehe Kap. II.3). Da der Anteil an Dotierungsstoffen nur wenige Prozent des gesamten Massenstroms ausmacht, bleibt die Betrachtung auf die Abscheidung von Siliziumoxidpartikeln beschränkt. Aufgrund des Temperaturprofils (T_c), das sich innerhalb der Heißzone in der Gasströmung ausbildet, treiben thermophoretische Kräfte die Glaspartikel

Prozeßgasgemisch: $\text{SiCl}_4, \text{O}_2$, Dotierstoffe ($\text{GeCl}_4, \text{BBr}_3$ ect.)

Gasgeschwindigkeits-
verteilung

Temperaturprofile

(T_{a-e})

Reaktion:

Prozeßgasgemisch $\rightarrow$
dotierte SiO_2 -
Teilchen, Cl_2, O_2

gesinterte
Glasschichten

Ofen

Kühlung

T_b

Reaktionsiso-
therme

Ofen

Kühlung

T_c

T_d

Teilchen-
ablagerung

Richtung langsamer
Ofenbewegung

Teilchenbahnen

T_e

Abscheide-
länge

Depositionsrohr

STANDARD MCVD-PROZEß

Abb. II. 1

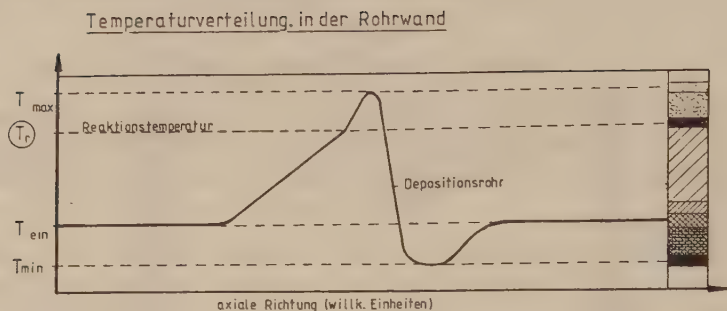


Abb. II.1: Schematische Darstellung des Standard MCVD-Verfahrens und schematisierte Wandtemperaturverteilung

von der Wand weg in die kältere Rohrmitte.

Die Höhe der maximalen Temperatur auf der Rohrrinnenwand (T_{max}) wird durch Bedingungen bestimmt, die für porenfreies Sintern zuvor abgeschiedener Glaspartikel einzuhalten sind, und kann nur wenig variiert werden (Walker et. al. (22)). Den Berechnungen wird daher eine maximale Temperatur von 2000 K zugrunde gelegt. Sinterung größerer Partikelmengen geschieht entweder durch Verbreiterung des Temperaturmaximums auf der Wand oder durch Herabsetzung der Brennergeschwindigkeit.

Stromab des Brenners fällt die Wandtemperatur gegebenenfalls verstärkt durch eine Kühlvorrichtung auf einen Minimalwert (T_{min}) ab. Die thermophoretische Kraft ändert das Vorzeichen und die Partikel wandern auf die Rohrwand zu. Der Temperaturgradient ist am höchsten in Wandnähe und verschwindet aus Symmetriegründen auf der Rohrachse (T_d). Da gleichzeitig die Geschwindigkeit auf der Achse maximal ist, werden Partikel, die in der Nähe der Rohrachse entstehen, nur wenig abgelenkt und schnell aus der Kühlzone fortgetragen. In Wandnähe gebildete Partikel scheiden sich aufgrund der dort höheren Tempe-

raturgradienten und der geringeren Strömungsgeschwindigkeit auf der Rohrwand ab.

Der Temperatúrausgleich zwischen der Rohrwand und dem Gas (T_g) bringt die thermophoretische Partikelwanderung zum Erliegen. Nicht abgeschiedene Partikel werden von der Strömung fortgetragen. Abgeschiedene Partikel haften als poröse Schicht über die Abscheidelänge verteilt auf der Wand und werden von dem nachfolgenden Brenner zu einer verglasten, porenfreien Schicht gesintert.

Ein effizientes Verfahren zeichnet sich nicht nur durch einen hohen Prozentsatz an abgeschiedenen Teilchen (Effizienz), sondern auch durch Beschränkung der Abscheidelänge aus. Zu Beginn und am Ende einer jeden Brennerfahrt nimmt die Dicke der aufgetragenen Schicht entsprechend der Abscheidelänge ab. Dieser ungleichmäßige Teil der Abscheidung kann für die Glasfaserherstellung nicht weiter verwendet werden. Man spricht von Endverlusten. Bis zu 30 % der Länge der hergestellten Vorformen können verloren gehen.

II.2 Übertragung auf ein Berechnungsmodell

Um die Erzeugung und Abscheidung von Glaspartikeln im MCVD-Prozeß numerisch simulieren zu können, müssen zur Aufstellung eines den Prozeß beschreibenden Gleichungssystems eine Reihe von Annahmen getroffen und ihre Bedeutung überprüft werden.

- Zur Berechnung des Abscheidevorganges wird der fahrende Brenner, repräsentiert durch das auf der Rohrrinnenwand erzeugt Temperaturprofil, als Bezugspunkt gewählt. Kann die Geschwindigkeit des Depositionsrohres relativ zum Brenner gegen die mittlere Gasgeschwindigkeit vernachlässigt werden, ist das Strömungsfeld als quasistationär zu betrachten. Als Randbedingung kann dann ein Wandtemperaturprofil vorgeschrieben, wie auch Haftung der Strömung an einer als unbewegt betrachteten Rohrwand angenommen werden. Das Verhältnis von Brennergeschwindigkeit zu mittlerer Gasgeschwindigkeit beträgt am Eintritt typischer Weise 0,005 und sinkt mit zunehmender mittlerer Gastemperatur. Eine weitere Bedingung für

eine quasistationäre Betrachtung ist die stets identische Aufheizung der Rohrwand. Da dies auch für einen gleichmäßigen Prozeßablauf wesentlich ist, wird üblicherweise während des Betriebes die Temperatur an einem fahrenden Referenzpunkt auf der Rohrwand mittels Pyrometer überprüft und der Brenner gegebenenfalls nachgeregelt.

Die Annahme der Haftbedingung auf einer unbewegten Rohrwand kann interpretiert werden als Berechnung einer geänderten Geometrie - der Bereich realer, wandnaher Rückwärtsströmung wird ausgeklammert und die Randbedingung auf den Umkehrpunkt der Strömung zur Vorwärtsströmung verlegt. Damit ergibt sich am Ort der Randbedingung auch eine falsche Schubspannung. Im Anhang A II.1 ist der Abstand des Umkehrpunktes von der Wand abgeschätzt worden, wie auch der Fehler der Wandschubspannung. Der Abstand beträgt für Temperaturen zwischen 300 K und 2000 K weniger als ein Prozent des Außenradius und kann mit der Rechenschrittweite von zwei Prozent nicht aufgelöst werden. Der Schubspannungsunterschied liegt ebenfalls unter einem Prozent, sodaß die Annahme der Quasistationarität gerechtfertigt erscheint.

- Um Änderungen in der Temperaturverteilung über den Umfang des Rohres auszuschließen und somit eine gleichmäßige Beschichtung sicherzustellen, rotiert das Depositionsrohr um seine Achse. Für die Berechnung werden daher rotationssymmetrische Strömungs-, Temperatur- und Konzentrationsfelder angenommen. Die Berechnung erfolgt mit zweidimensionalen Zylinderkoordinaten. Mögliche Abweichungen aufgrund von z. B. Auftrieb in nicht vertikalen Rohren bleiben unberücksichtigt. Ebenfalls unberücksichtigt bleibt der Einfluß der Rotation eines vertikalen Rohres. Über eine Abschätzung von Größenordnungen analog Kap. II.4 zeigt sich (Anhang A II.2), daß durch eine Umfangskomponente der Gasgeschwindigkeit das Druckfeld auch mit dem Radius variiert und somit Einfluß auf die anderen Geschwindigkeitskomponenten gewinnt. Die radiale Variation des Druckfeldes ist jedoch um einen Faktor 10^{-2} geringer als die axiale Variation und bleibt im Rahmen dieser Berechnungen unberücksichtigt.

Die Beschreibung der Teilchenentstehung und ihre Wechselwirkung mit der Strömung erfordert eine Reihe weiterer Annahmen:

- Energieaufnahme oder -abgabe im Rahmen der chemischen Reaktion kann vernachlässigt werden. Die chemische Reaktion würde eine lokale Temperaturerhöhung von etwa 1 K bewirken.

- Ferner wird Energieaustausch durch Wärmestrahlung zwischen den Gasteilchen und der Rohrwand nicht berücksichtigt. Dies wird insbesondere bei der Absorption von Laserstrahlung kritisch, da hierbei ein erheblicher Temperaturunterschied zwischen den Teilchen und der Rohrwand über größere Strecken auftritt (siehe dazu Kap. VI.2.3), welcher sich sonst nur zu Beginn der Kühlzone einstellt.

- Die chemische Reaktion und anschließende Partikelbildung erfolgt bei Überschreiten der Reaktionstemperatur für die numerische Simulation innerhalb eines Rechenschrittes, bei Berechnung der Teilchenkonzentration wird dem Konzentrationsfeld lokal eine am Ort der Reaktion stark gepeakte, radiale Konzentrationsverteilung aufgeprägt. Der hierbei entstehende Fehler kann mithilfe von Messungen der Reaktionszeit für 99 % Umsetzung von Powers (23) abgeschätzt werden (Anhang A II.3). Die Reaktionsgeschwindigkeit steigt mit der Temperatur. Die Reaktionsdauer fällt von 0,6 s bei 1300°C auf 10^{-5} s bei 2000 K. Für typische Prozeßbedingungen bedeutet das eine Reaktionszeit zwischen 10 und 60 ms. Aufgrund zunehmender mittlerer Geschwindigkeit überstreicht die Strömung in dieser Zeit etwa 10 Rechenschrittweiten. Zur genauen Bestimmung des Reaktionsverlaufs ist die Berechnung einer weiteren Konzentrationsgleichung für das SiCl_4 notwendig, da dieser Stoff in die SiCl_4 -verarmten Reaktionsbereiche diffundiert. Auf die Berechnung dieser zusätzlichen Gleichung ist verzichtet worden. Ebenso wurde keine erhöhte effektive Reaktionstemperatur angenommen, um die numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen anderer Autoren vergleichen zu können. Da die Berechnungen dimensionslos erfolgen, können die Ergebnisse durch die Wahl einer geeigneten Bezugstemperatur auf eine höhere Reaktionstemperatur umgerechnet und die Ergebnisse

uminterpretiert werden. Oder es kann in einem weiteren Schritt das Teilchenerzeugungsmodell erweitert werden um eine temperatur- und konzentrationsabhängige Teilchenerzeugungsrate. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geschehen.

- Um eine vollständige Reaktion sicherzustellen, kann der Tetrachloridanteil nicht beliebig groß gewählt werden. Dies führt zu einem maximal möglichen reaktionsfähigen Teilchenanteil im Eintrittsquerschnitt von etwa 30 % der Gesamtmasse.

- Durch die chemische Reaktion von Siliziumtetrachlorid wird der Volumenstrom des Gases nicht geändert, da pro Molekül Tetrachlorid und Sauerstoff zwei Chlorgasmoleküle entstehen. Der Molenanteil an Oxidpartikeln kann vernachlässigt werden, da ein Partikel aus einer sehr großen Anzahl von Molekülen zusammengesetzt ist. Beim Übergang eines Gemisches aus Siliziumtetrachloriddampf und Sauerstoff zu einem Gemisch aus Sauerstoff, Chlorgas und Glaspartikeln können sich Stoffeigenschaften wie Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität ändern. Für die Berechnung wird vereinfachend von einem Sauerstoff-Chlor Gemisch im Volumenverhältnis 1 : 1 ausgegangen. Dieses Gemisch entspricht der Gaszusammensetzung nach vollständig erfolgter Reaktion unter der Annahme, daß der Einfluß der Partikel gering ist. Für eine genaue Betrachtung der Stoffwerte wäre es wiederum erforderlich, die Konzentrationsgleichung für das SiCl_4 zu lösen.

- Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte wird einer für Gase und Dämpfe gültigen Beziehung entnommen (Bird, Stewart und Lightfoot (28)), wieder unter der Annahme, daß der Einfluß der Partikel gering ist (siehe Kap. II.4.2).

Zusammenfassend wird der MCVD-Prozeß als Strömung eines idealen Gases durch ein Kreisrohr modelliert, dessen Wandtemperaturverlauf vorgegeben wird. Die Strömung erfüllt an der Wand die Haftbedingung sowie entlang der Rohrachse die Symmetriebedingung. Die Stoffwerte sind temperaturabhängig. Die Partikel werden zum einen als trägheitslose Teilchen betrachtet, deren Bahnlinie an der Reaktionsisothermen beginnt und

durch Konvektion und Thermophorese bestimmt wird. Absorbieren die Partikel Laserstrahlung und beeinflussen somit die Energiebilanz, wird das Teilchenkonzentrationsfeld ebenfalls berechnet sowie der Beitrag der Partikel zum Impuls- und Energietransport berücksichtigt.

Somit wird der Prozeß bestimmt durch die Erhaltungsgleichungen für den Trägergasstrom (Gl. II.1), den Teilchenkonzentrationsstrom (Gl. II.2), den Impuls (Gl. II.3) und die Energie (Gl. II.4) sowie die Zustandsgleichung für ein ideales Gas (Bird, Steward und Lightfoot (28)):

$$\text{div}(\rho_g \bar{u}_g) = -R(T_r) \quad (\text{Gl. II.1})$$

$$\text{div}(\rho_p \bar{u}_p) = R(T_r) \quad (\text{Gl. II.2})$$

$$(\rho_p + \rho_g) (\bar{u} \cdot \text{grad}) \bar{u} = -\text{grad} p - \text{div} \underline{\underline{I}} + (\rho_g + \rho_p) \bar{g} \quad (\text{Gl. II.3})$$

$$C_{p,g} (\rho_p + \rho_g) \bar{u} \cdot \text{grad} T = \bar{u} \cdot \text{grad} p - \underline{\underline{I}} : (\text{grad} \bar{u}) + \text{div} (\lambda_g \text{grad} T) - \text{div} \bar{q}_{s,r} \quad (\text{Gl. II.4})$$

$$p = \left(\frac{\rho_g}{M_g} + \frac{\rho_p}{M_p} \right) R T \quad (\text{Gl. II.5})$$

mit

ρ_g	Dichte des Trägergases
ρ_p	Dichte der Partikel
$\bar{u}_g$	Trägergasgeschwindigkeit
$\bar{u}_p$	Partikelgeschwindigkeit
$\bar{u}$	mittlere Massengeschwindigkeit
$R(T_r)$	Reaktionsrate
T_r	Reaktionstemperatur
p	Druck
$\underline{\underline{I}}$	Schubspannungstensor
$\bar{g}$	Erdbeschleunigung
$C_{p,g}$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
T	Temperatur
$\bar{q}_{s,r}$	Wärmestromdichte durch Absorption
λ_g	Wärmeleitfähigkeit
M_g, M_p	molare Massen des Gases und der Partikel

K

allgemeine Gaskonstante

Die Bewegung der Partikel wird u. a. bestimmt durch ihre thermophoretische Geschwindigkeit $\bar{u}_{Th}$:

$$\bar{u}_{Th} = -K_{Th} \frac{v}{T} \text{ grad } T \quad (\text{Gl. II.6})$$

mit

K_{Th} thermophoretische Konstante

$v = \frac{\mu_g}{\rho}$ kinematische Zähigkeit

μ_g dynamische Viskosität

Ebenso ist eine Partikelgeschwindigkeit aufgrund von Diffusion $\bar{u}_{Diff}$ möglich:

$$\bar{u}_{Diff} = - \frac{(\rho_p + \rho_g)^2}{\rho_p \rho_g} D_g \text{ grad} \left(\frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_g} \right) \quad (\text{Gl. II.7})$$

mit

D_g Teilchendiffusionskoeffizient

Die Herleitung der thermophoretischen Geschwindigkeit wird im folgenden gezeigt. Die Herleitung der Diffusionsgeschwindigkeit ist im Anhang gegeben (A II.4).

Die Wärmequellstärke aufgrund von Absorption hat für einen koaxialen Laserstrahl mit Gauß'scher Intensitätsverteilung die Form:

$$-\text{div } \vec{q}_{str} = \alpha_0 \rho_p I_0 e^{-r^2/r_L^2} - \int_0^z \alpha_0 \rho_p dz' \quad (\text{Gl. II.8})$$

mit

α_0 Absorptionsstärke

I_0 ungeschwächte Laserintensität

r_L Laserradius

Ihre Herleitung wird ebenfalls im Anhang gezeigt (A II.5).

Durch eine Abschätzung der Größenordnung der verschiedenen Terme in den Gleichungen (Gl. II 1 - 5) reduziert sich dieses Gleichungssystem (vergl. Kap. II.4).

II.3 Ursache und Beschreibung thermophoretischer Kräfte

Bei der Bestimmung thermophoretischer Kräfte werden anhand des Verhältnisses von mittlerer freier Weglänge im Gas (l) zum Teilchenradius (a), welches durch die Knudsen Zahl beschrieben wird ($Kn=l/a$), zwei Fälle unterschieden (Talbot et. al. (24)):

1) $Kn \gg 1$

Die effektive Kraft, die ein Gas auf ein isoliertes, kugelförmiges Partikel aufgrund eines Temperaturgefälles im Gas ausübt, wird durch die Impuls- und Energieabgabe von Gasmolekülen, die aus Gebieten unterschiedlicher Temperaturen kommend auf das Partikel treffen, bestimmt. Hierbei können Gasmoleküle aus Bereichen höherer Temperatur mehr Energie und Impuls abgeben. Es resultiert eine Wanderung des Partikels in Richtung abnehmender Temperatur. Die Höhe des bei einem einzelnen Stoß übertragenen Impulses, bzw. die Energieabgabe richtet sich nach dem Grad der thermischen Akkomodation während des Stoßes. Beides ist abhängig von Gas- und Partikeloberflächeneigenschaften.

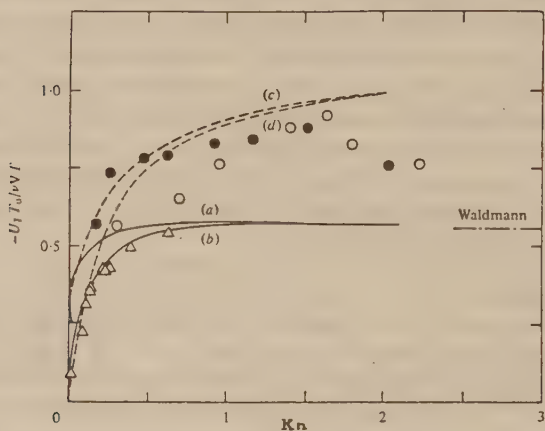
2) $Kn \ll 1$

Für große Partikel im Vergleich zur mittleren freien Weglänge wird durch einen Temperaturgradienten im Gas auch ein Temperaturgradient in den Partikeln hervorgerufen. Die Temperatur des Gases, wenige freie Weglängen von der Partikeloberfläche entfernt, wird durch dessen Oberflächentemperatur bestimmt. Eine Impulsbilanz für Gasmoleküle, die aus oberflächennahen Gebieten unterschiedlicher Temperatur kommend auf ein Oberflächenelement des Partikels fallen, ergibt eine resultierende Scherkraft in der Partikeloberfläche in Richtung abnehmender Temperaturen. Eine entgegengesetzt gleiche Scherkraft übt die Oberfläche auf die angrenzende Strömung aus. Sie bewirkt eine Strömung im Gas entlang der Oberfläche des Partikels zu Gebieten höherer Temperaturen (Temperaturschlupf). Wieder wird die Höhe des Impuls- und Energieaustausches durch die Eigenschaften von Gas und Partikeln bestimmt. Für ein ruhendes Gesamtsystem muß die Strömung des Gases durch die Wanderung des Partikels zu Gebieten niedrigerer Temperatur kom-

pensiert werden. Diese Bewegung wird noch durch Reibungskräfte im Gas gemindert.

Nach einer Analyse von Berechnungen zu beiden Grenzfällen und Vergleich mit experimentellen Ergebnissen wird von Talbot et. al. (24) eine für alle Knudsen Zahlen gültige Näherungsformel für die thermophoretische Partikelgeschwindigkeit angegeben:

$$\bar{u}_{Th} = -K_{Th}(Kn) \frac{v}{T} \text{ grad } T$$



Thermophoretic velocity as a function of Knudsen number. Analytical results: —, equation (16), (a) oil droplets, (b) NaCl; ---- equation (17), (c) oil droplets; (d) NaCl. O, Derjaguin et al. (1976), NaCl; ●, Derjaguin et al. (1976), oil droplets; Δ, Prodi et al. (1979), NaCl.

Abb. II.2: Abhängigkeit des thermophoretischen Koeffizienten K_{Th} von der Knudsen Zahl (Talbot et. al. (24))

Die Abhängigkeit des thermophoretischen Koeffizienten K_{Th} von der Knudsen Zahl zeigt Abb. II.2. Die von Talbot vorgeschlagene Formel ist für Öltröpfchen in der Kurve (a) und für Kochsalzkristalle in der Kurve (b) dargestellt. Für große

Knudsen Zahlen nähert sich der Kurvenverlauf dem von Waldmann (25) ermittelten Grenzwert von 0,55 an.

Zur Bestimmung der im MCVD-Prozeß maßgebenden Knudsen Zahlen ist eine Abschätzung der Größenverteilung der Glaspartikel erforderlich. Messungen ergaben einen mittleren Teilchenradius zwischen 0,07 und 0,4 μm (Simpkins et. al. (13)). Berechnungen und Messungen des Aerosolwachstums im MCVD-Prozeß Metrotra et. al. (26) zeigen, daß die Partikel nach sehr kurzer Zeit im Vergleich zu charakteristischen Zeiten der Strömung eine bis zur Abscheidung unveränderliche Größenverteilung mit einem mittleren Radius von 0,1 μm annehmen. Die mittlere freie Weglänge im Gas bestimmt aus den Viskositätsdaten liegt zwischen 0,1 und 1 μm aufgrund der im Prozeß auftretenden Temperaturunterschiede. Somit liegt die Knudsen Zahl zwischen 1 und 10. Der thermophoretische Koeffizient kann für die folgenden Berechnungen als konstant mit dem Wert 0,55 angenommen werden (nach Abb. II.2).

II.4 Abschätzung relevanter Terme in den Grundgleichungen

II.4.1 Einführung von Bezugsgrößen

Um die Größenordnung der einzelnen Terme abschätzen zu können, werden sämtliche Variablen auf ihre Werte am Eintritt der Strömung in das Rohr bezogen bzw. auf Kombinationen von Eintrittsgrößen oder Geometrieparametern. Die dimensionslosen Variablen sind dann von der Ordnung 1. Der Einfluß einzelner Terme ist über den aus Bezugsgrößen gebildeten Vorfaktor abzuschätzen.

Die Berechnung beschränkt sich auf zwei Dimensionen in Zylinderkoordinaten:

die axiale Richtung, bezeichnet mit z

die radiale Richtung, bezeichnet mit r

Werte der Variablen am Eintritt werden mit dem Index 0 bezeichnet, dimensionslose Variable erhalten den Index '.

Die dimensionslosen Variablen werden in folgender Weise gebildet:

$$\begin{array}{lll}
 r' = & r / R & z' = z / (R \cdot Re) \\
 u' = & u / u_0 & v' = (v \cdot Re) / u_0 \\
 \rho'_g = & \rho_g / \rho_0 & \rho'_p = \rho_p / \rho_0 \\
 p' = & (p - p_0) / (\rho_0 u_0^2) & T' = T / T_0 \\
 \lambda' = & \lambda / \lambda_0 & \mu' = \mu / \mu_0 \\
 C'_p = & C_p / C_{p0} & D' = D / D_0
 \end{array}$$

mit

$$Re = \frac{\rho_0 u_0 R}{\mu_0}$$

Reynolds Zahl

u	axiale Geschwindigkeit
v	radiale Geschwindigkeit
R	Rohrinnenradius
u ₀	maximale Geschwindigkeit am Eintritt
ρ ₀	Trärgasdichte am Eintritt

Die hiermit gebildeten dimensionslosen Gleichungen werden im einzelnen diskutiert.

II.4.2 Zustandsgleichung und Stoffwerte

Die dimensionsbehaftete Zustandsgleichung (Gl. II.5) lautet:

$$p = \left(\frac{\rho_g}{M_g} + \frac{\rho_p}{M_p} \right) R T$$

Die molare Masse der Partikel setzt sich zusammen aus der Anzahl (N_p) der SiO_2 -Moleküle, die ein Teilchen bilden, und der molaren Masse des Siliziumoxids M_{SiO_2} :

$$M_p = M_{SiO_2} \cdot N_p \quad (Gl. II.9)$$

Eine Abschätzung der Molekülzahl anhand von Datenblättern über amorphes Siliziumoxidpulver, das aus ähnlichen Teilchen aufgebaut ist (Degussa (29)), ergibt N_p ca. 10^{10} . Somit leisten die Partikel keinen Beitrag zum Druck:

$$\rho_p / M_p \ll \rho_g / M_g$$

Die Zustandsgleichung reduziert sich zu:

$$p = \frac{\rho_g}{M_g} R T \quad (\text{Gl. II.10})$$

Die Einführung dimensionsloser Variablen ergibt:

$$\rho'_g \cdot T' = 1 + p' \frac{C_p}{C_v} \text{Ma}^2 \quad (\text{Gl. II.11})$$

mit

C_v spez. Wärmekapazität bei konstantem Volumen

$$\text{Ma} = u_0 \left(\gamma \frac{R}{M_g} T_0 \right)^{-1/2} \quad \text{Mach Zahl}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad \text{Adiabatenexponent}$$

Die Mach Zahl für den MCVD-Prozeß ist klein ($\text{Ma} \approx 10^{-3}$), womit die dimensionslose Gasdichte nur von der Temperatur abhängt:

$$p' \gamma \text{Ma}^2 \ll 1 \quad \Rightarrow \quad \rho'_g = \frac{1}{T'} \quad (\text{Gl. II.12})$$

Die Stoffwerte Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und der Diffusionskoeffizient können ebenfalls als nur von der Temperatur abhängig betrachtet werden (Bird, Stewart und Lightfoot (28)):

$$\begin{aligned} \mu(T) &= C_\mu \frac{\sqrt{T}}{\Omega_\mu(T)} \\ \lambda(T) &= C_\lambda \frac{1}{\Omega_\lambda(T)} \\ D(T) &= C_D \frac{T^{3/2}}{\Omega_D(T)} \end{aligned} \quad (\text{Gl. II.13})$$

Hierbei sind C_μ , C_λ , C_D stoffabhängige Konstanten und Ω_μ und Ω_D nur wenig temperaturabhängig. Für die Berechnung werden sowohl Ω_μ und Ω_D als auch die spezifischen Wärmekapazitäten für konstanten Druck als konstant betrachtet:

$$\begin{aligned} \mu' &= T'^{1/2} \\ \lambda' &= T'^{1/2} \\ D' &= T'^{3/2} \\ C'_p &= 1 \end{aligned} \quad (\text{Gl. II.14})$$

II.4.3 Kontinuitätsgleichung für das Gas und die Teilchen

Die Kontinuitätsgleichung für das Gas (Gl. II.1) lautet in dimensionsloser Form und zweidimensionalen Zylinderkoordinaten mit temperaturabhängiger Gasdichte:

$$\frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{v_g'}{T'} \right) + \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{u_g'}{T'} \right) = -R'(T_r') \quad (\text{Gl. II. 15})$$

mit der dimensionslosen Reaktionsrate:

$$R'(T_r') = \frac{R \cdot Re}{\rho_0} R(T_r)$$

Die Geschwindigkeit der Partikel setzt sich zusammen aus:

$$\bar{u}_p = \bar{u}_g - K_{Th} \frac{v}{T} \text{ grad } T - \frac{(\rho_g + \rho_p)^2}{\rho_g \rho_p} D_g \text{ grad } \left(\frac{\rho_p}{\rho_g + \rho_p} \right)$$

Eingesetzt in die Kontinuitätsgleichung für die Teilchen (Gl. II.2) ergibt das:

$$\rho_g \bar{u}_g \cdot \text{grad } c = (1+c) R(T_r) + \text{div} \left(\left(\frac{c}{1+c} K_{Th} \frac{\mu_0}{T} \text{ grad } T \right) + (\rho_g D_g \text{ grad } c) \right) \quad (\text{Gl. II.16})$$

mit

$$c = \rho_p / \rho_g \quad \text{Teilchenkonzentration}$$

In dimensionsloser Form:

$$\begin{aligned} \frac{v_g'}{T'} \frac{\partial c}{\partial r'} + \frac{u_g'}{T'} \frac{\partial c}{\partial z'} &= (1+c) R'(T_r') + \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{K_{Th}}{\sqrt{T'}} \frac{c}{1+c} \frac{\partial T'}{\partial r'} \right) + \\ &+ \frac{1}{Re^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{K_{Th}}{\sqrt{T'}} \frac{c}{1+c} \frac{\partial T'}{\partial r'} \right) + \frac{1}{Sc} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \sqrt{T'} \frac{\partial c}{\partial r'} \right) + \frac{1}{Sc Re^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\sqrt{T'} \frac{\partial c}{\partial z'} \right) \end{aligned} \quad (\text{Gl. II.17})$$

mit

$$Sc = \frac{\mu_0}{\rho_0 D_0} \quad \text{Schmidt Zahl}$$

Die Schmidt Zahl ist für Teilchendiffusion sehr groß ($Sc \approx 10^5$, Walker et. al. (10)). Die Reynolds Zahl für typische Prozeßverläufe beträgt etwa 100. Somit haben Terme mit den Faktoren $1/Re$, $1/Sc$ und $1/(Sc Re^2)$ geringen Einfluß und werden vernachlässigt (Diskussion hierzu siehe Kap. II.5.1). Es

verbleibt die Gleichung :

$$\frac{v_g'}{T'} \frac{\partial c}{\partial r'} + \frac{u_g'}{T'} \frac{\partial c}{\partial z'} = (1+c)R'(T_r') + \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{K_{rh}}{\sqrt{T'}} \frac{c}{1+c} \frac{\partial T'}{\partial r'} \right) \quad (\text{Gl. II.18})$$

II.4.4 Impulsgleichung

In der zweidimensionalen, zylindersymmetrischen Berechnung reduziert sich die Impulsgleichung (Gl. II.3) zu einer Gleichung für den axialen und einer Gleichung für den radialen Impuls. Die Komponenten der dimensionslosen mittleren Gasgeschwindigkeit nehmen folgende Form an:

$$u' = u_g' - \frac{c}{(1+c)^2} K_{rh} \sqrt{T'} \frac{1}{Re^2} \frac{\partial T'}{\partial z'} - \frac{T'^{3/2}}{Sc \cdot Re^2} \frac{1}{1+c} \frac{\partial c}{\partial z'} \quad (\text{Gl. II.19})$$

$$v' = v_g' - \frac{c}{(1+c)^2} K_{rh} \sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'} - \frac{T'^{3/2}}{Sc} \frac{1}{1+c} \frac{\partial c}{\partial r'} \quad (\text{Gl. II.20})$$

Wieder entfallen Terme mit den Faktoren $1/Sc$ und $1/Re^2$:

$$u' = u_g' \quad (\text{Gl. II.21})$$

$$v' = v_g' - K_{rh} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'} \quad (\text{Gl. II.22})$$

Die Auswertung der Impulsgleichung in axialer Richtung ergibt danach:

$$\frac{1+c}{T'} \left(u_g' \frac{\partial u_g'}{\partial z'} + (v_g' - K_{rh} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'}) \frac{\partial u_g'}{\partial r'} \right) = - \frac{\partial p'}{\partial z'} + \frac{Re}{Fr} \frac{1+c}{T'} + \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \sqrt{T'} \frac{\partial u_g'}{\partial r'} \right) \quad (\text{Gl. II.23})$$

mit

$$Fr = \frac{u_o^2}{|\bar{g}| R} \quad \text{Froude Zahl}$$

Hierbei wurde für den Auftriebsterm eine vertikale Ausrichtung des Rohres angenommen. Die Impulsgleichung in radialer Richtung reduziert sich zu:

$$\partial p' / \partial r' = 0 \quad (\text{Gl. II.24})$$

Diese Art von Abschätzung für die Impulsgleichungen ist aus der Herleitung der Gleichungen für laminare Grenzschichtströmungen bekannt (Schlichting (30)).

II.4.5 Energiegleichung

In der dimensionslosen Energiegleichung skaliert der Term der Kompressionsarbeit mit der Mach Zahl:

$$\bar{u} \cdot \text{grad } p \rightarrow (\gamma - 1) \text{Ma}^2 \bar{u}' \cdot \text{grad } p' \quad (\text{Gl. II.25})$$

Da die Machzahl klein ist, kann dieser Term vernachlässigt werden.

Der Dissipationsterm:

$$\underline{\tau} : (\text{grad } \bar{u})$$

skaliert in dimensionsloser Form mit:

$$\frac{\text{Ma}^2}{\text{Re}^4} (\gamma - 1) \quad \text{oder} \quad \frac{\text{Ma}^2}{\text{Re}^2} (\gamma - 1)$$

sodaß auch dieser Term vollständig wegfällt.

Der Wärmeleitungsterm zerfällt in zwei Anteile:

$$\text{div} (\lambda \text{ grad } T) \rightarrow$$

$$\frac{1}{\text{Pr}} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (\sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'}) + \frac{1}{\text{Pr} \cdot \text{Re}^2} \frac{\partial}{\partial z'} (\sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial z'}) \quad (\text{Gl. II.26})$$

mit

$$\text{Pr} = \frac{c_p \cdot \mu_0}{\lambda_0} \quad \text{Prandtl Zahl.}$$

Mit $\text{Pr}=0,7$, kann wieder der mit $1/\text{Re}^2$ skalierte Term vernachlässigt werden.

Für die dimensionslose Energiegleichung verbleibt:

$$\frac{1+c}{T'} (u_g' \frac{\partial T'}{\partial z'} + (v_g' - K_{T,h} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'}) \frac{\partial T'}{\partial r'}) =$$

$$\frac{1}{\text{Pr}} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' \sqrt{T'} \frac{\partial T'}{\partial r'}) + Q \frac{c}{T} e^{-\frac{r'^2}{\text{RL}^2}} - \lambda \int_0^{z'} \frac{c}{T'} dz'' \quad (\text{Gl. II.27})$$

mit

$$Q = \frac{P \alpha_0 \rho_0}{RL^2 \mu_0 C_p T_0} \quad \text{dimensionslose Laserintensität}$$

$$A = \alpha_0 R Re \rho_0 \quad \text{dimensionslose Absorptionsstärke}$$

$$RL = r_L / R \quad \text{dimensionaloser Laserradius}$$

$$P \quad \text{Laserleistung}$$

Typische Werte für Q und A sind:

$$Q = 10^4$$

$$A = 10$$

II.5 Gleichungssysteme für die numerische Simulation

Für Berechnungen ohne Absorption von Laserstrahlung wird der Einfluß der Partikel auf die Impuls- und Energiebilanz nicht berücksichtigt. Unter dieser Voraussetzung ist die Lösung der Kontinuitätsgleichung für die Partikel nicht erforderlich. Ihr Verhalten kann anhand von Trajektorienverfolgung untersucht werden. Für dieses vereinfachte Modell ergeben sich dann folgende Bestimmungsgleichungen, wenn dimensionsbehaftete Größen mit dem Index (^) bezeichnet werden und der Index (') für dimensionslose Größen fallen gelassen wird:

Gleichungssystem I:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{v_g}{T} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = 0 \quad (a)$$

$$\frac{u_g}{T} \frac{\partial u_g}{\partial z} + \frac{v_g}{T} \frac{\partial u_g}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial u_g}{\partial r} \right) + \frac{Re}{Fr} \frac{1}{T} \quad (b)$$

$$\frac{u_g}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{v_g}{T} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (c)$$

$$\frac{dr_p}{dz_p} = \frac{1}{u_g} \left(v_g - Kr_h \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (d)$$

Die letzte Gleichung beschreibt die Bahnkurve eines Partikels in bekannten Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern.

Für höhere Partikelkonzentrationen oder Absorption von Laserstrahlung muß das vollständige System gelöst werden:

Gleichungssystem II:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{v_g}{T} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = -R(T_r) \quad (a)$$

$$\frac{1+c}{T} \left(u_g \frac{\partial u_g}{\partial z} + (v_g - K_{rh} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r}) \frac{\partial T}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{Re}{Fr} \frac{1+c}{T} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial u_g}{\partial r} \right) \quad (b)$$

$$\frac{1+c}{T} \left(u_g \frac{\partial T}{\partial z} + (v_g - K_{rh} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r}) \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{c}{T} - \frac{r^2}{RL^2} - A \int_0^z \frac{c}{T} dz' \quad (c)$$

$$\frac{v_g}{T} \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{u_g}{T} \frac{\partial c}{\partial z} = (1+c) R(T_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{K_{rh} c}{\sqrt{T} (1+c)} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (d)$$

Durch die Größenordnungsabschätzung sind aus den zunächst elliptischen Ausgangsgleichungen der Gleichungen b, c und d Gleichungen parabolischen (b, c) und Anfangswert-Charakters geworden. Dies geschah aufgrund des Wegfallens diffusiver Terme in axialer Richtung bzw. auch in radialer Richtung (d). Letzteres wird unter Kap. II.5.1 diskutiert.

Im Bereich großer axialer Gradienten ist die oben durchgeführte Abschätzung zu überprüfen. Die größten axialen Gradienten treten in dem Bereich der Rohrwand auf, in dem die Wandtemperatur von ihrem maximalen Wert auf ihren minimalen abfällt. An dieser Stelle soll die Näherung für das Temperaturfeld exemplarisch überprüft werden (Anhang A II.6). Es zeigt sich, daß bis zu einem Abstand von (dimensionslos) $7 \cdot 10^{-3}$ von der Rohrwand axiale Wärmeleitung bedeutsamer ist als axiale Konvektion. Dieser Bereich ist jedoch numerisch nicht mehr aufgelöst worden.

II.5.1 Anfangs- und Randbedingungen

Für die Anfangsbedingungen werden folgende Annahmen getroffen ($z=0$):

$v_g = 0$ (vor Eintritt der Strömung in das Berechnungsgebiet hat sich in dem Rohr eine vollentwickelte Strömung ausbilden können)
 $u_g = 1 - r^2$
 $T = 1$
 $c = 0$ (Reaktion erfolgt stromab)
 oder
 $c = c_0$ (Reaktion erfolgt am Eintritt)

Da Rotationssymmetrie der Strömung vorausgesetzt wurde, müssen die Randbedingungen auf der Achse ($r=0$) wie folgt lauten:

$$\frac{\partial u_g}{\partial r} = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \frac{\partial c}{\partial r} = 0 \quad v_g = 0$$

Die letzte Bedingung $v_g=0$ bedeutet, daß es unter Symmetriebedingungen keine Strömung über die Rohrachse geben kann.

Auf der Rohrwand ($r=1$) wird gemäß des zu modellierenden Brenners eine Wandtemperaturverteilung vorgegeben. Die Trägergasströmung soll auf der Wand haften:

$$u_g = 0 \quad v_g = 0 \quad T = T_{\text{wand}}(z)$$

Die Bedeutung der Annahme $u_g=0$ ist bereits in Kap. II.2 und im Anhang (A II.1) besprochen worden. die Bedingung $v_g=0$ stellt sicher, daß kein Trägergas durch die Rohrwand strömt.

Die Vorgabe einer Randbedingung für $r=1$ ist nur für die parabolischen Differentialgleichungen (IIb) und (IIc) zulässig, nicht aber für die Gleichungen (IIa) und (IId). Der Unterschied ist durch die fehlenden zweiten Ableitung in radialer Richtung für die Variablen v_g in (IIa) und c in (IId) bedingt. Die zusätzlichen Bedingungen $v_g(r=1, z)=0$ ist gleichbedeutend mit der Forderung globaler Massenerhaltung für das Trägergas (siehe Kap.III.2) und wird zur Bestimmung des unbekannten Druckgradienten benötigt.

Der Verlust der Randbedingung für die Konzentrationsgleichung (II d) auf der Rohrwand resultiert aus dem Wegfallen des diffusiven Teilchentransportes aufgrund großer Schmidt Zah-

len. Die Diffusion hat nur Bedeutung in einer dünnen Grenzschicht in der Nähe der Rohrwand (vergl. Walker et. al. (12)). Entwickelt man die Gleichungen für den Teilchentransport mit und ohne Diffusion in der Nähe der Wand und vergleicht die auf die Wand treffenden Teilchenströme (Anhang A II.7)), so zeigt sich kein Unterschied in den resultierenden Formeln. Die Abscheidung wird auch ohne Diffusion richtig bestimmt. Auf die numerische Problematik des Fehlens der Randbedingung wird in Kap. III.2 eingegangen.

III Das Numerische Berechnungsverfahren

III.1 Diskretisierung der Differentialgleichungen

Die Differentialgleichungssysteme I und II werden durch Ersetzen der Differentialquotienten durch finite Differenzen in Systeme gekoppelter, nichtlinearer, algebraischer Gleichungen überführt (Diskretisierung). In radialer Richtung finden zentrale Differenzen Anwendung:

$$\frac{\partial f}{\partial r} \rightarrow \frac{f^{I+1} - f^{I-1}}{2 \Delta r} ; \quad \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \rightarrow \frac{f^{I+1} - 2f^I + f^{I-1}}{\Delta r^2} \quad (\text{Gl. III.1})$$

wobei der Index I in radialer Richtung von der Achse zum Rand zählt und Δr der Abstand zweier Stützpunkte in r-Richtung ist. Der Abbruchfehler zentraler Differenzen ist von der Ordnung Δr^2 .

In axialer Richtung werden einseitige Differenzen verwendet:

$$\frac{\partial f}{\partial z} \rightarrow \frac{f_{J+1} - f_J}{\Delta z} \quad (\text{Gl. III.2})$$

Hierbei zählt J vom Strömungseintritt zum Austritt. Der Abstand zweier Stützpunkte in axialer Richtung beträgt Δz . Der Abbruchfehler einseitiger Differenzen ist von der Ordnung Δz .

Um in beiden Richtungen Abbruchfehler von gleicher Größenordnung zu haben ist es daher erforderlich, die Stützpunkte in axialer Richtung entsprechend dichter zu wählen.

Im folgenden sei mit J der Strömungsquerschnitt bezeichnet, bis zu dem alle zu berechnenden Felder bekannt sind, und mit J+1 der stromab folgende Strömungsquerschnitt, für welchen die Felder als nächstes berechnet werden sollen.

Es bleibt noch zu entscheiden, in welchem Querschnitt die radialen Ableitungen gebildet werden:

$$\frac{\partial f}{\partial r} \rightarrow \zeta \left(\frac{f^{I+1} - f^{I-1}}{2 \Delta r} \right) \Big|_{J+1} + (1-\zeta) \left(\frac{f^{I+1} - f^{I-1}}{2 \Delta r} \right) \Big|_J \quad (\text{Gl. III.3})$$

mit $0 \leq \zeta \leq 1$

Im Grenzfall $\zeta = 0$ würde die Ableitung aus bekannten Werten

gebildet (explizite Berechnung). Im anderen Grenzfall ($\zeta = 1$) sind die zur Berechnung notwendigen Werte a priori nicht bekannt (implizite Berechnung). Zur Lösung des Differentialgleichungssystems I ist $\zeta = 0,5$ gewählt worden, zur Lösung des Systems II $\zeta = 1$.

Nichtlineare Terme der Form

$$g \frac{\partial f}{\partial r} \text{ oder } g \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \text{ oder } g \frac{\partial f}{\partial z} \quad \text{mit } g, f \text{ beliebige Funktionen von } r \text{ und } z$$

werden angenähert durch

$$g \left(\zeta \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_J + (1-\zeta) \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{J+1} \right) \quad (\text{Gl. III.4})$$

und analog für die anderen Terme.

Nichtlineare Terme der Form:

$$\frac{\partial g}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial r}$$

werden dargestellt als:

$$\xi \frac{\partial g}{\partial r} \Big|_J \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{J+1} + (1-\xi) \frac{\partial g}{\partial r} \Big|_{J+1} \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_J \quad (\text{Gl. III.5})$$

wobei $0 \leq \xi \leq 1$ ist.

Der Übergang zu algebraischen Gleichungen erfolgt durch Einsetzen der Differenzen anstelle der Differentiale in die Gleichungssysteme. Zu diesem Zweck wird das Differentialgleichungssystem II noch einmal umgestellt.

Gleichungssystem II'

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{v_g}{T} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = -R(T_r) \quad (\text{a})$$

$$u_g \frac{\partial u_g}{\partial z} + (v_g - K_{T,h} \frac{c}{(1+c)^2} \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r}) \frac{\partial u_g}{\partial r} = - \frac{T}{1+c} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{Re}{Fr} + \frac{T}{1+c} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial u_g}{\partial r} \right) \quad (\text{b})$$

$$u_g \frac{\partial T}{\partial z} + (v_g - K_{T,h} \frac{c}{1+c} \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r}) \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{T}{1+c} \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) +$$

$$\frac{c}{1+c} Q \cdot e^{-\frac{r^2}{RL^2}} \cdot e^{-A \int_0^z \frac{c}{T} dz'} \quad (c)$$

$$u_g \frac{\partial c}{\partial z} + v_g \frac{\partial c}{\partial r} = T (1+c) R(T_r) + \frac{T}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{c}{1+c} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \quad (d)$$

Die Variablen an der Stelle J+1 erscheinen außer in den entsprechenden Ableitungen noch in folgenden Termen:

$$\frac{T_{J+1}}{1+c_J} \frac{\partial p}{\partial z} ; \quad \frac{c_{J+1}}{1+c_J} Q \cdot e^{-\frac{r^2}{RL^2}} \cdot e^{-A \int_0^z \frac{c_J}{T_J} dz'} \quad (Gl. III.6)$$

Zur Berechnung der Variablen c , u_g und T werden die Gleichungen II' b, II' c und II' d diskretisiert. Faßt man die diskretisierten Gleichungen in vektorieller Schreibweise zusammen, ergibt sich folgende Gleichung:

$$- \frac{A}{J} \phi_{J+1}^{I+1} + \frac{B}{J} \phi_{J+1}^I + \frac{C}{J} \phi_{J+1}^{I-1} = D_J^I \quad (Gl. III.7)$$

mit $\phi = (c, u_g, T)$ und A, B, C 3x3 Matrizen, D Vektor

A, B, C, D sind abhängig von $\phi_J^{I+1}, \phi_J^I, \phi_J^{I-1}$ und anderen bekannten Größen.

III.2 Das Lösungsverfahren

Gleichung (III.7) kann nach einem von Richtmeyer und Morton (31) angegebenen Algorithmus rekursiv gelöst werden:

$$\phi_{J+1}^I = \underline{E}_J^I \phi_{J+1}^{I+1} + \underline{F}_J^I \quad (Gl. III.8)$$

$$\text{mit } \underline{E}_J^I = (\underline{B}_J^I - \underline{C}_J^I \underline{E}_J^{I-1})^{-1} \cdot \underline{A}_J^I$$

$$\underline{F}_J^I = (\underline{B}_J^I - \underline{C}_J^I \underline{E}_J^{I-1})^{-1} \cdot (\underline{D}_J^I + \underline{C}_J^I \underline{F}_J^{I-1})$$

Die Berechnung von $\underline{E}$ und $\underline{F}$ beginnt auf der Achse ($I=1$).

Für diesen Punkt müssen die Differentialgleichungen noch einmal unter Benutzung der Symmetriebedingung $\frac{\partial}{\partial r} = 0$ und dem Grenzwert

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2}{\partial r^2}$$

umgeschrieben werden.

Da $I=1$ ist, muß die zweite Ableitung in radialer Richtung anders approximiert werden:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \longrightarrow 2 \frac{f^{I=2} - f^{I=1}}{\Delta r^2} \quad (\text{Gl. III.9})$$

Mit dieser Näherung wird $\underline{C}_J^{I=1} = 0$ und es werden

$$\begin{aligned} \underline{E}_J^{I=1} &= (\underline{B}_J^{I=1})^{-1} \underline{A}_J^{I=1} \\ \underline{F}_J^{I=1} &= (\underline{B}_J^{I=1})^{-1} \underline{D}_J^{I=1} \end{aligned} \quad (\text{Gl. III.10})$$

berechenbar und mit ihnen alle Werte von $\underline{E}$ und $\underline{F}$ für $I > 1$.

Die Berechnung der Werte für ϕ_{J+1}^I beginnt bei $r = 1$ ($I = \text{IMAX}$). Für ϕ_{J+1}^{IMAX} werden die entsprechenden Randbedingungen eingesetzt.

Problematisch ist die Bestimmung der Teilchenkonzentration auf der Wand, da sie nicht explizit vorgegeben werden darf (vergl. Kap. II.5.1). Hierzu werden zwei Fälle unterschieden:

- Im Bereich ansteigender Wandtemperaturen werden die Partikel sofort nach ihrer Entstehung von der Wand weggetrieben. Die Teilchenkonzentration auf der Wand und in Wandnähe verschwindet. Aus der Erhaltung der bis zum jeweiligen Ort erzeugten Teilchenmasse bestimmt sich durch Aufintegration des Teilchenstroms bis zu einem anzupassenden Radius die Größe des teilchenfreien Bereichs.

- Sinkt die Wandtemperatur wieder ab und erreichen zuvor verdrängte Teilchen die Rohrwand, muß ein anderer Weg zur Berechnung der Konzentration auf der Wand eingeschlagen werden. Sie muß nun iterativ durch Erfüllung der Gleichung

II"b für $r=1$ unter Nutzung der dort gültigen Randbedingungen aufgestellt und diskretisiert werden. Mit Hilfe des verwendeten Lösungsalgorithmus kann die diskretisierte Gleichung dann nach c_{J+1}^{IMAX} aufgelöst werden (Anhang A III.1).

Die Gleichung II' a dient zur Bestimmung der radialen Geschwindigkeit v_g . Auflösung nach der Unbekannten ergibt:

$$v_g = - \frac{T}{r} \int_0^r \left(- \frac{\partial u_g}{\partial z} \frac{1}{T} - R(T_r) \right) r dr \quad (Gl. III.11)$$

mit $v_g(r=0) = 0$.

Nach der Berechnung der Felder c , u_g und T an der Stelle $J+1$ kann v_g durch numerische Integration z. B. mit Hilfe der Simpson-Regel (Bronstein (32)) bestimmt werden.

Der unbekannte Druckgradient $\partial p / \partial z$, der keine Funktion von r ist ($\partial p / \partial r = 0$), wird bestimmt durch die Bedingung globaler Massenerhaltung für das Trägergas mit Verlusten durch die chemische Reaktion:

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^1 \frac{u_g}{T} r dr = - \int_0^1 R(T_r) r dr \quad (Gl. III.12)$$

Dies ist gleichwertig mit der Bedingung: $v_g(r=1) = 0$.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, muß die Berechnung der Felder c und u_g und T an der Stelle $J+1$ mit einem anderen Wert von $\partial p / \partial z$ erfolgen. Der Vorgang wird solange wiederholt, bis die Massenerhaltung im Rahmen einer vorgegebenen Genauigkeit erfüllt ist. Zur Beschleunigung des Verfahrens geschieht die Suche nach der Nullstelle der Funktion $v_g(r=1, \partial p / \partial z)$ mit Hilfe des Newton-Algorithmus (Bronstein (32)).

Die detaillierte Beschreibung eines Programmes zur Berechnung des Differentialgleichungssystemes I ist an anderer Stelle gegeben (33). Eine detaillierte Dokumentation eines Programmes zur Berechnung beider Gleichungssysteme I und II' sowie eines Programmes zur graphischen Aufbereitung der Ergebnisse wird getrennt von dieser Arbeit geben (34).

IV Das Standard MCVD - Verfahren

Das Verfahrenskonzept wurde bereits in Kapitel II.1 (Abb. II.1) beschrieben. Zwei Faktoren begrenzen die Leistungsfähigkeit:

Durch die auf der Rohrachse verschwindenden Temperaturgradienten ist es nicht möglich, daß Teilchen aus achsnahen Bereichen zur Rohrwand wandern. Gleichzeitig ist dort die Geschwindigkeit der Teilchen maximal, sie werden nur wenig abgelenkt und schnell aus dem Abscheidebereich heraus getragen.

Die unter diesen Bedingungen erreichbaren Abscheideraten sollen im folgenden untersucht und zum Vergleich mit verbesserten Verfahrensversionen herangezogen werden.

IV.1 Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie Teilchenbahnen im Standard MCVD-Verfahren

Zur Berechnung der Teilchenabscheidung werden zunächst die beiden Geschwindigkeitsfelder und das Temperaturfeld unter Vorgabe eines Wandtemperaturprofils bestimmt. Ein typisches Beispiel ist in Abb. IV.1 für (a) Temperaturprofil, (b) axiale Geschwindigkeit und (c) radiale Geschwindigkeit gezeigt. Die axiale Skalierung ist hierbei stückweise verzerrt dargestellt. Die entsprechenden Schnittlinien sind jedoch markiert und durch Vergleich der unverzerrten Achsenskalierung in Abb. IV.2 zuzuordnen. Abb. IV.2 zeigt die zu den Feldern gehörenden Isothermen und Teilchenbahnen. Anhand des Wandtemperaturprofils lassen sich fünf verschiedene Zonen unterscheiden:

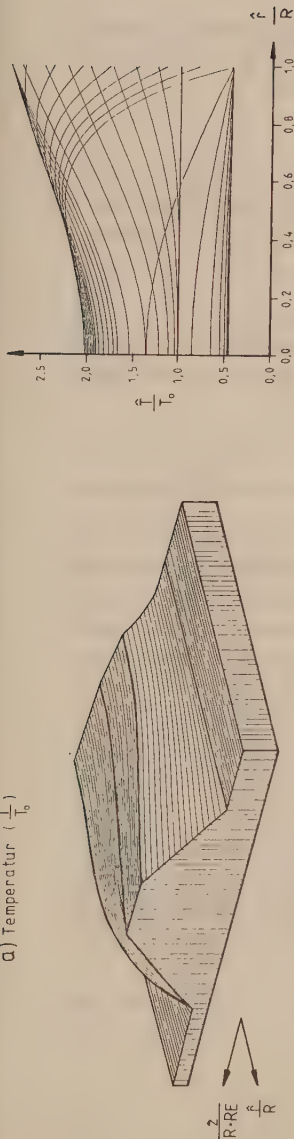
I) Bereich konstanter Anfangstemperatur.

Die axiale Geschwindigkeitsverteilung entspricht dem als Eintrittsprofil vorgegebenen Poisseuille Profil. Die radiale Geschwindigkeit verschwindet.

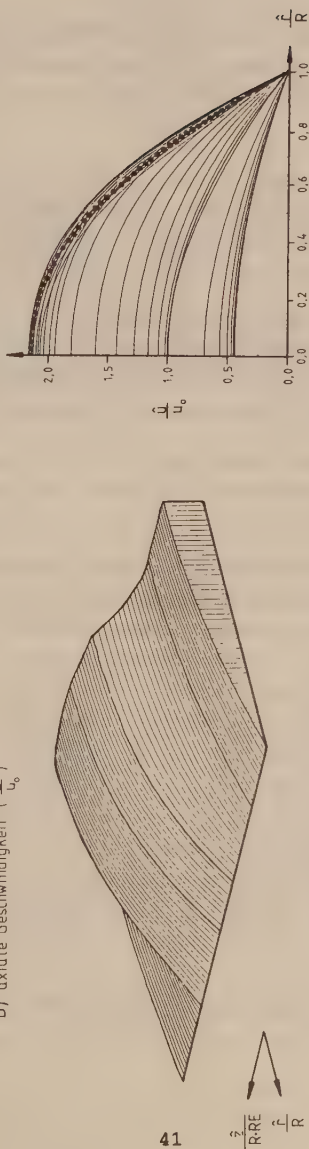
II) Aufheizzone.

Aufgrund der mit der Aufheizung verbundenen Dichteänderung wird die Strömung beschleunigt. Die axiale Ge-

a) Temperatur ($\frac{T}{T_0}$)



b) axiale Geschwindigkeit ($\frac{\dot{u}}{u_0}$)



c) radiale Geschwindigkeit ($\frac{\dot{v}}{u_0 \cdot RE}$)

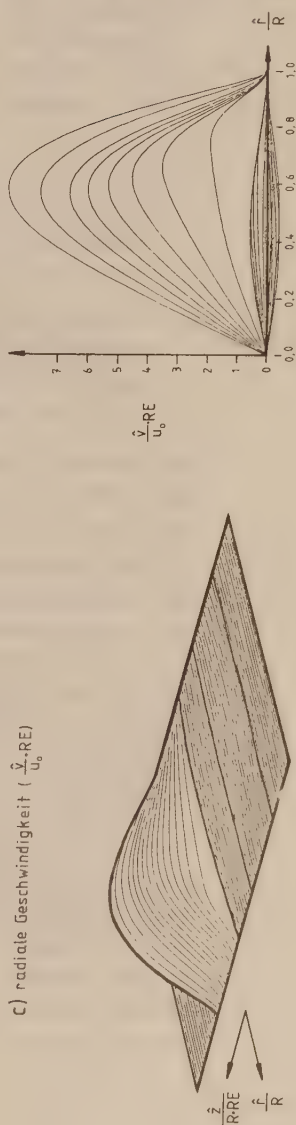


Abb. IV.1: Perspektivische Ansicht des Temperaturfeldes (a) der axialen Geschwindigkeitsverteilung (b) und der radialen Geschwindigkeitsverteilung (c) für den Standard MCVD-Prozeß.

schwindigkeit wächst im gesamten Querschnitt mit der Temperatur. Das Profil ist gegen über einer parabolischen Verteilung (punktierte Linie) ein wenig abgeflacht. In radialer Richtung tritt eine kleine Strömungskomponente zur Achse hin auf, die zum Ende der Aufheizzone wieder verschwindet.

III) Heißzone.

Aufgrund der nur noch geringen Temperaturerhöhung wächst die axiale Geschwindigkeit nur noch wenig an. Es tritt eine geringe Strömung zur Wand hin auf.

IV) Abkühlzone.

Die axiale Geschwindigkeit sinkt mit der Temperatur auf ein Niveau unterhalb des Eintrittsprofils. Die drastische Temperatur- und somit auch Dichteänderung wird kompensiert durch eine starke radiale Strömung auf die Wand zu.

V) Bereich konstanter Endtemperatur

Es stellen sich analog der Eintrittsprofile vollentwickelte Austrittsprofile ein, deren Niveau gemäß der niedrigen Austrittstemperatur abgesenkt ist.

Aus diesen Feldern wurden die in Abb. IV.2 gezeigten Teilchenbahnen und Isothermen berechnet. Sie bilden die Grundlage der folgenden Diskussion.

Teilchenbahnen und Isothermen sind übereinander angeordnet mit einer gemeinsamen Skalierung der axialen Länge in dimensionslosen Koordinaten ($z/(R \cdot Re)$). Die Richtung der Strömung in den Abbildungen verläuft von links nach rechts. Teilchenbahnen und Isothermen sind für den berechneten halben Querschnitt dargestellt, wobei die radiale Koordinate von unten (Rohrachse) nach oben (Rohrrend) verläuft, in dimensionslosen Koordinaten also von $r=0$ bis $r=1$. In den Isothermenfeldern ist jeweils die 1600 K-Isotherme hervorgehoben, die somit den Verlauf der Reaktionsisotherme ($T_r = 1578$ K) stromauf der Kühlzone andeutet. Die Isothermen haben jeweils einen Temperaturunterschied von 100 K. Auf eine weitere Kennzeichnung der Isothermen ist aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet worden.

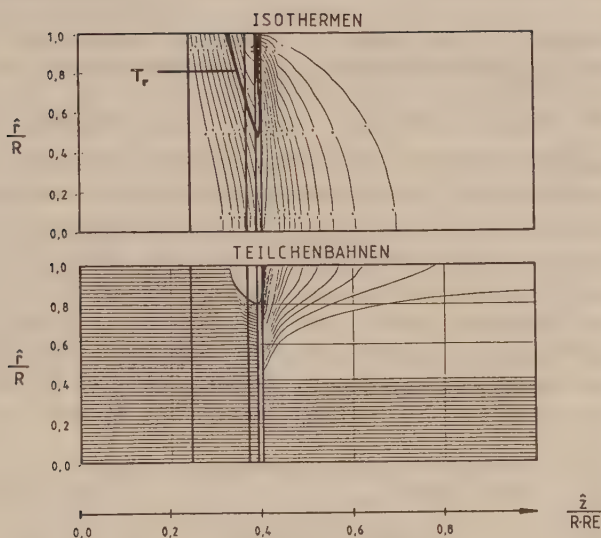


Abb. IV.2: Teilchenbahnen und Isothermen, die aus den Feldern nach Abb. IV.1 resultieren. Die Isothermen unterscheiden sich um jeweils 100 K. die 1600 K Isotherme (näherungsweise Reaktionsisotherme) ist stärker hervorgehoben.

Vielen vorhergehenden Rechnungen ist die Annahme konstanter Stoffwerte zugrunde gelegt worden, was zu einer Entkoppelung von Impuls- und Energiegleichung führt. Im Standard MCVD-Verfahren ergibt sich damit ein Poisseuille'sches Geschwindigkeitsprofil für das gesamte Berechnungsgebiet, wie es im Eintrittsquerschnitt für die hier gezeigten Rechnungen angenommen wurde. Eine radiale Geschwindigkeitskomponente tritt nicht auf. Die zu erwartenden Unterschiede sollen kurz diskutiert werden.

Da abgesehen von der Abkühlzone keine nennenswerte radiale Geschwindigkeit auftritt, ist ein Vergleich in diesen Gebie-

ten anhand des axialen konvektiven Transportterms in der Energiegleichung möglich. In der Näherung konstanter Stoffwerte hat er die Form:

$$(1 - r^2) \partial T / \partial z \quad (\text{konstante Stoffwerte})$$

Während er für variable Stoffwerte, insbesondere für temperaturabhängige Dichte, genähert die Gestalt:

$$(\langle T \rangle / T) (1 - r^2) \partial T / \partial z \quad (\text{variabele Stoffwerte})$$

annimmt. Hierbei ist für die axiale Geschwindigkeit näherungsweise ein parabolisches Profil mit einem Maximum proportional zur mittleren Querschnittstemperatur $\langle T \rangle$ angenommen worden. Ein Vergleich der Felder zeigt (Abb. IV.1 b), daß die Annahme möglich ist. Solange also die lokale Temperatur von der mittleren nicht wesentlich abweicht, werden die Temperaturfelder in beiden Fällen identisch sein. Der Einfluß temperaturabhängiger Wärmeleitfähigkeit sei unbeachtet. Für die thermophoretische Geschwindigkeit bei konstanten Stoffwerten gilt:

$$v_{Th} = (1/T) \partial T / \partial r \quad (\text{konstante Stoffwerte})$$

und für die variablen Stoffwerte:

$$v_{Th} = \sqrt{T} \partial T / \partial r \quad (\text{variabele Stoffwerte})$$

Da die Ablenkung der Teilchen proportional dem Quotienten aus thermophoretischer und axialer Geschwindigkeit ist ergibt sich:

$$\left(\frac{v_{Th}}{u} \right) = \frac{1}{T(1-r^2)} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (\text{konstante Stoffwerte})$$

$$\left(\frac{v_{Th}}{u} \right) = \frac{1}{\langle T \rangle (1-r^2)} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (\text{variabele Stoffwerte})$$

so daß für $T > 1$ der Teilchentransport bei variablen Stoffwerten stärker ist.

In der Abkühlzone wird dieser Transportterm noch durch radial nach außen wirkende Konvektion verstärkt.

Somit kann für variable Stoffwerte mit einer erhöhten Ab-

scheidung gerechnet werden. Vergleichsrechnungen von Walker et. al. (16) bestätigen eine Verstärkung um etwa 5%.

IV.2 Identifizierung von Parametern zur Untersuchung der Partikelabscheidung

Die Grundlage zur Berechnung der Partikelabscheidung bildet die Bestimmung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder nach Gleichungssystem I (Kap. II.5). Diese werden beeinflusst durch die im Gleichungssystem erscheinenden Kennzahlen sowie durch die Anfangs- und Randbedingungen.

Als Anfangsbedingung war eine vollentwickelte Rohrströmung mit konstanter Eintrittstemperatur angenommen worden, für die Geschwindigkeiten sollte auf der Rohrwand die Haftbedingung erfüllt sein und alle Felder sollten auf der Rohrachse der Symmetriebedingung genügen. Als offene Randbedingung verbleibt somit nur eine Bedingung für die Temperaturfelder auf der Rohrwand.

Durch die Vorgabe entsprechender Wandtemperaturprofile soll schematisiert der Einfluß unterschiedlicher Heizelemente auf die Partikelabscheidung untersucht werden. Das zu diesem Zweck benutzte Modellprofil mit seinen Parametern zeigt Abb IV.3.

Aus verfahrenstechnischen Gründen konnten einige Stützpunkte des stückweise linearen Temperaturprofils fest vorgegeben werden. Die Reaktionstemperatur T_r liegt mit 1578 K fest. Aufgrund von Stabilitäts- und Sinterbedingungen darf die maximale Wandtemperatur T_{max} nur wenig von 2000 K abweichen (verg. Kap. II.2). Auch die Eintrittstemperatur für das Berechnungsgebiet T_{ein} ändert sich in hinreichender Entfernung vom Temperaturmaximum nur wenig und wird zu 700 K gesetzt. Einflüsse einer Temperaturprofiländerung vor Erreichen der Reaktionstemperatur können durch Variation der Vorheiztemperatur T_v simuliert werden. Einen wesentlichen Einfluß auf die Abscheidung haben die Längenparameter Aufheizlänge l_a , Ofenlänge l_o und Abkühlänge l_k . Die Minimaltemperatur T_{min} von 300 K setzt eine zusätzliche Kühlvorrichtung voraus. Sie wird

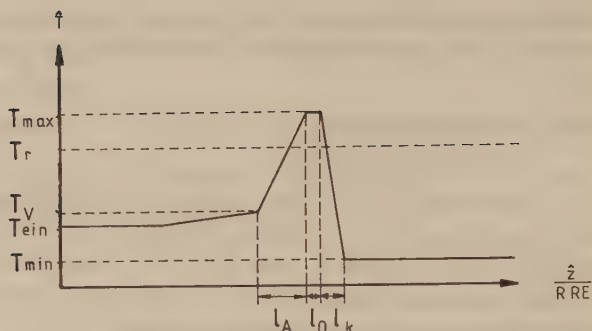


Abb. IV.3: Modellprofil für die Wandtemperaturverteilung im Standard MCVD-Verfahren mit den Variationsparametern (T_r , l_A , l_0 , l_k) und Fixpunkten (T_r , $T_{\max}$, $T_{\min}$, $T_{\min}$).

konstant gehalten, um maximal mögliche Abscheidung bei fester Minimaltemperatur für spätere Vergleiche festzuschreiben. Bei festliegender Maximal- und Minimaltemperatur kann noch eine Abschätzung für die maximale Steilheit der Abkühlflanke, d. h. den minimalen Abstand der entsprechenden Stützpunkte gefunden werden. Messungen typischer Wandtemperaturverteilungen von Walker et. al. (16) und Seedorf (35) ergeben mit den zugehörigen Durchflußraten und Rohrdurchmessern auf die dimensionslose Skalierung umgerechnet einen minimalen Abstand zwischen dem Ort maximaler Wandtemperatur und dem Ort minimaler Temperatur von dimensionslos 0.02. Da in beiden Fällen ohne Kühlung gearbeitet wurde, wird im folgenden ein Abstand von 0.01 als minimal möglicher festgelegt.

Neben diesen Parametern verbleiben als Kennzahlen die Prandtl Zahl, welche die Gaszusammensetzung charakterisiert, und die Froude Zahl, die Auftriebseffekte beschreibt.

Zur Charakterisierung der Abscheidung können drei Kenngrößen herangezogen werden:

Das Verhältnis abgeschiedener Partikel zu der Anzahl maxi-

mal erzeugbarer Partikel gibt ein Maß für die Ausnutzung der teuren Reaktionschemikalien. Es wird als Effizienz (EFC) bezeichnet.

Die Abscheidung erfolgt über eine definierte Länge, der Abscheidelänge (Δx_D) auf der Rohrwand. Sie bestimmt die Endverluste, d.h. den Anteil abgeschiedener Schichten am Anfang und Ende des Rohres, welcher aufgrund abnehmender Schichtdicke nicht weiter zur Herstellung von Glasfasern verwendet werden kann.

Aus beiden Größen kann ein Parameter (Abscheideparameter P_{Ab}) gebildet werden, wenn die zulässige Abscheidelänge (Δx_D) dimensionsbehaftet vorgegeben wird. Hierzu wird die abgeschieden Menge SiO_2 ($\dot{M}_{Ab}$) bestimmt:

$$\dot{M}_{Ab} = 0,5 \text{ EFC } c_o \rho_o u_o R^2 \pi \quad (\text{Gl. IV.1})$$

Für die dimensionslose Abscheidelänge gilt:

$$\Delta x_D = \frac{\Delta x_D}{R \text{ Re}} = \frac{\mu_o}{\rho_o u_o R^2} \Delta x_D \quad (\text{Gl. IV.2})$$

mit $C = c_o \frac{\pi}{2} \mu_o \Delta x_D$ ergibt das :

$$\dot{M}_{Ab} = C \frac{\text{EFC}}{\Delta x_D} \quad (\text{Gl. IV.3})$$

Hieraus kann zum einen aus vorgegebenen Größen die Abscheiderate $\dot{M}_{Ab}$ bestimmt werden. Zum anderen kann ein Abscheideparameter definiert werden:

$$P_{Ab} := \dot{M}_{Ab} / C \quad (\text{Gl. IV.4})$$

der für den Standard Prozeß folgende Form annimmt:

$$P_{Ab} = \text{EFC} / \Delta x_D$$

Die abscheidbare Glasmenge ist ihm proportional.

IV.3 Einfluß der Temperaturprofilparameter auf die Abscheidung

Bei der Untersuchung des Einflusses der Profilparameter auf die Abscheidung lassen sich drei Fälle unterscheiden:

1) Die zugeführte Energie ist ausreichend, sodaß im gesamten Rohrquerschnitt die Reaktionstemperatur überschritten wird. In diesem Fall ist von vollständiger Erzeugung die Rede. Ein Beispiel ist in Abb. IV.4 gezeigt. Wird in folgenden Abbildungen die Abhängigkeit der Effizienz und des Abscheideparameters von verschiedenen Einflußgrößen dargestellt, bleiben die entsprechenden Symbole zur Kennzeichnung vollständiger Erzeugung unausgefüllt (z. B. Abb. IV.7).

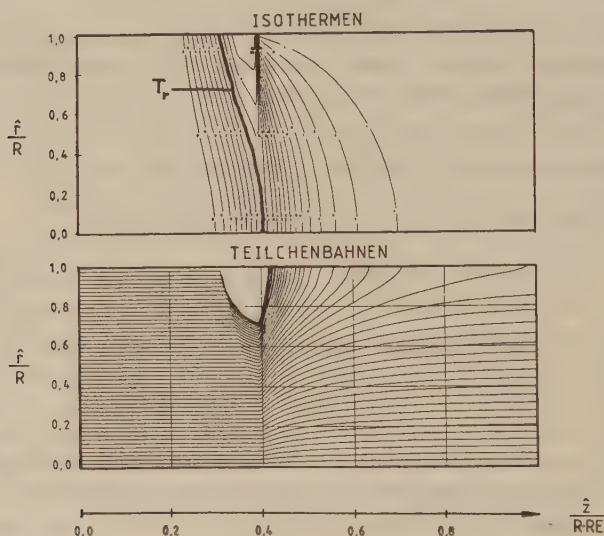


Abb. IV.4: Teilchenbahnen und Isothermen für den Fall vollständiger Teilchenerzeugung

2) Die zugeführte Energie führt nur zur Umsetzung von Teilchen in wandnahen Bereichen, diese Teilchen können aber vollständig abgeschieden werden (Abb. IV.5). Es liegt also vollständige Abscheidung vor, die Symbole in den folgenden Abbildungen sind zur Kennzeichnung ausgefüllt.

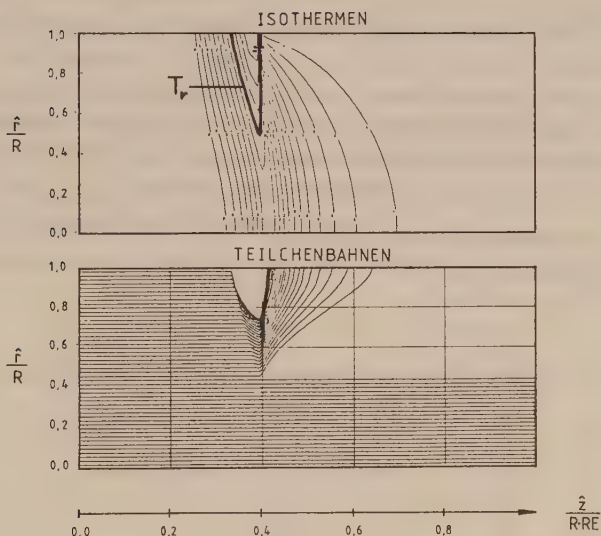


Abb. IV.5: Teilchenbahnen und Isothermen für einen Fall vollständiger Abscheidung

3) Liegt die zugeführte Energie zwischen diesen Bereichen, werden mehr Partikel erzeugt als abgeschieden werden können. Jedoch bleibt ein Teil des Reaktionsgemisches unterhalb der Reaktionstemperatur. In diesem Fall sind die Symbole der Effizienz halb ausgefüllt (Abb. IV.2).

Zur Bewertung der Abscheidung werden die Effizienz und der Abscheideparameter gewählt. Da diese Größen gegenläufig sind, d.h. eine höhere Effizienz einhergeht mit einem kleineren Abscheideparameter, welcher wiederum aus einer erhöhten Abscheidelänge resultiert, müssen weitere Kriterien herangezogen werden.

Um einen hohen Ausnutzungsgrad der Chemikalien sicherzustellen, kann bei vorgegebener Effizienz der maximale Abscheideparameter gesucht werden. Es kann aber auch vollständige Teilchenabscheidung mit maximaler Effizienz verlangt werden.

Letzteres hat den Vorteil, daß nicht umgesetzte Chemikalien aus dem Abgas wieder auskondensiert und erneut dem Prozeß zugeführt werden können. Gleichzeitig ist der Abgasstrom frei von Partikeln, welche sonst zu Flocken zusammenwachsen und aus den Leitungen entfernt werden müssen.

Im folgenden ist den Ergebnissen für Effizienz und Abscheidparameter jeweils eine Darstellung der Temperaturprofilvariation vorangestellt.

IV.3.1 Einfluß der Aufheizlänge l_a und der Ofenlänge l_o

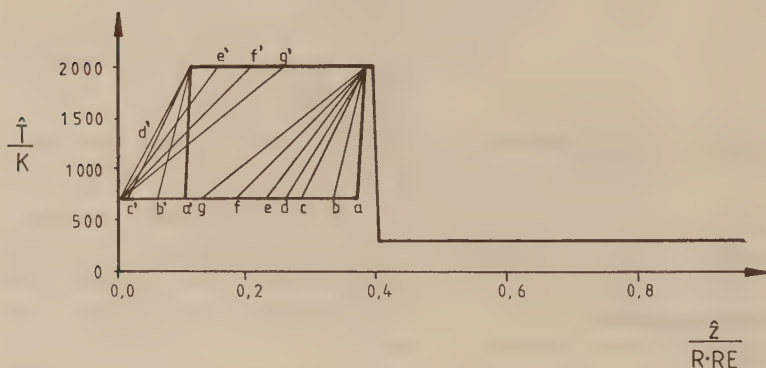


Abb IV.6: Grenzen der Temperaturprofilvariationen für unterschiedliche Ofen- und Aufheizlängen (a,a) - (g,g') (vergl. Abb. IV.7 a-g).

In Abb. IV.6 sind die Grenzen der untersuchten Profilvariationen bezüglich Aufheiz- und Ofenlänge gezeigt. Die Profile a - g zeigen bei minimaler Ofenlänge $l_o = 0,01$ die unterschiedlichen Aufheizlängen. Die Profile a' - g' zeigen die jeweils maximalen Ofenlängen für die entsprechenden Aufheizlängen.

Die Variation der Ofenlängen in diesen Grenzen führt zu den in Abb. 7 a - g auf den folgenden Seiten dargestellten Ergebnissen:

Bei minimaler Aufheizlänge (Abb. IV.7 a) und minimaler Ofenlänge liegt der umgesetzte Anteil an Chemikalien unter 20%. Die erzeugten Partikel können jedoch vollständig und innerhalb sehr geringer Abscheidelängen abgeschieden werden. Dies führt zu sehr hohen Abscheideparametern.

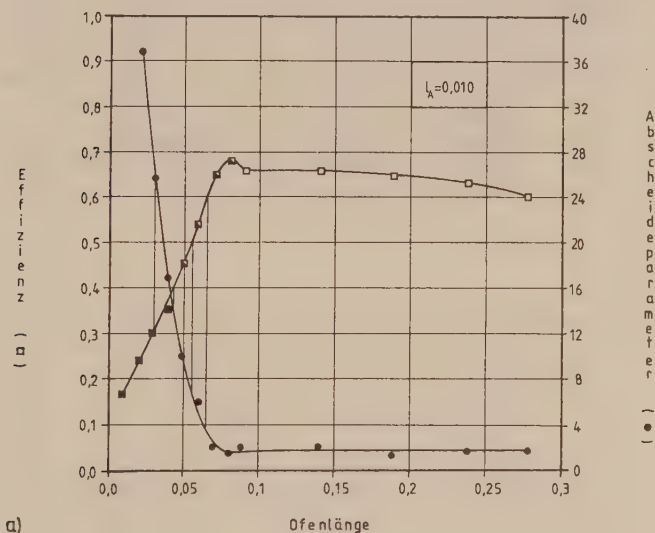
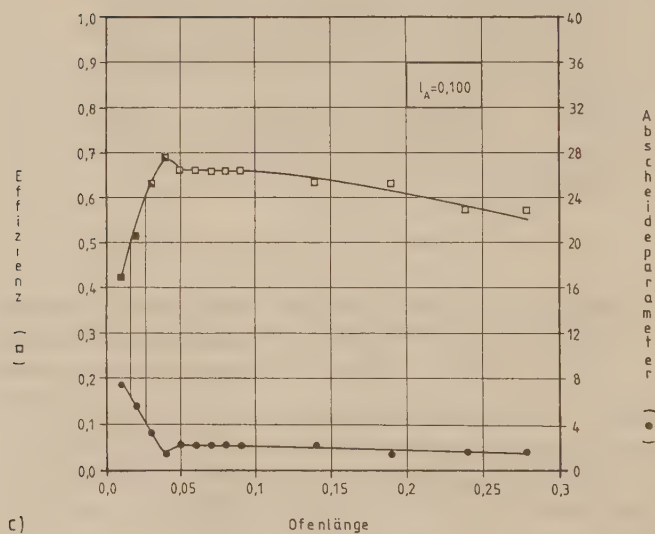
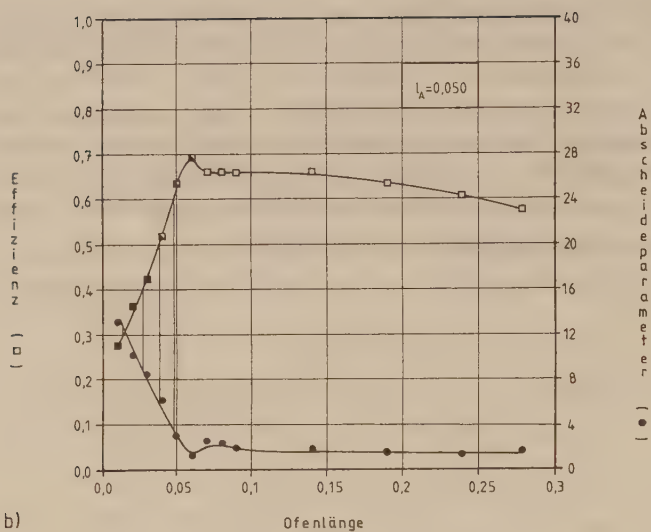
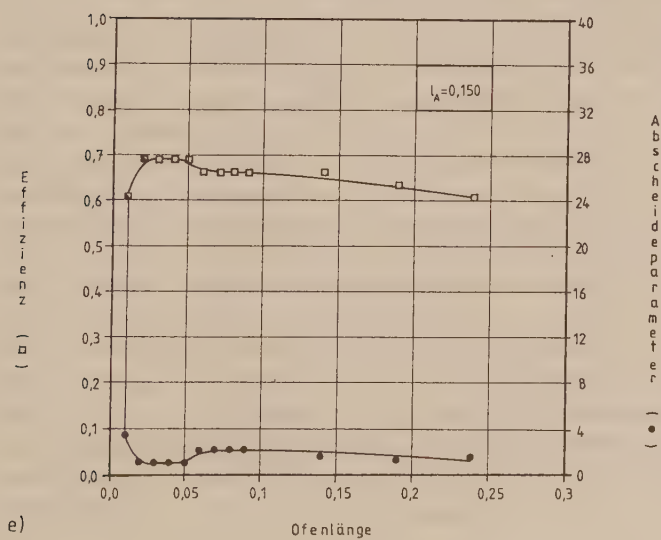
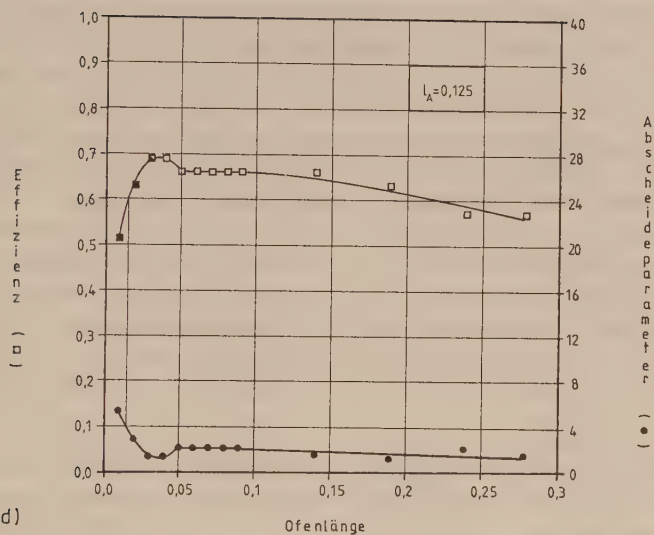
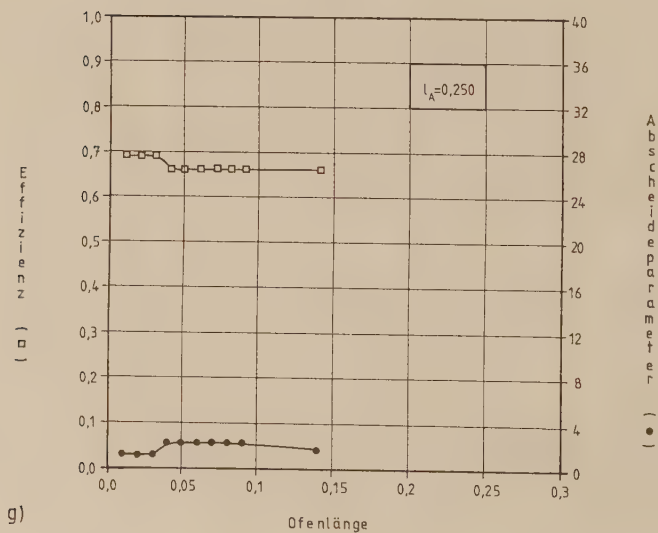
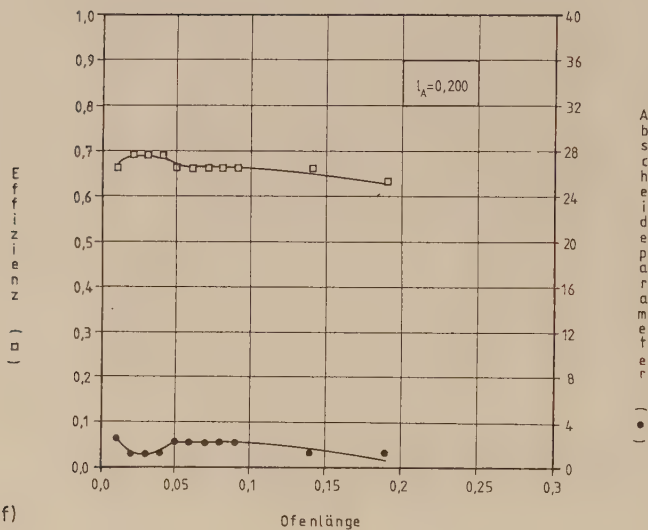


Abb. IV.7: Abhängigkeit der Effizienz und des Abscheideparameters von der Ofenlänge für unterschiedliche Aufheizlängen l_A (vergl. Abb. IV.5).







Durch Steigerung der Ofenlänge und damit der Energiezufuhr erhöht sich der Umsetzungsgrad und die Effizienz bis schließlich mehr Teilchen erzeugt werden als abzuscheiden sind. Eine weitere Erhöhung der Ofenlänge geht einher mit einem Anstieg der Effizienz bis die vollständige Umsetzung erreicht ist. Damit ist auch das Maximum der Effizienz erreicht bzw. überschritten. Die weitere Erhöhung der Energiezufuhr verschlechtert die Abscheidung. Durch fortgesetzte Aufheizung wird die Strömung weiter beschleunigt. Die Teilchen durchlaufen die Kühlzone mit einer höheren axialen Geschwindigkeit und werden dort weniger stark abgelenkt. Die Effizienz sinkt leicht ab. Der Abscheideparameter fällt von seinem anfänglichen Maximalwert auf seinen Minimalwert ab, der bei Erreichen der maximalen Effizienz angenommen wird und bleibt dann im wesentlichen konstant.

Eine Erhöhung der Aufheizlänge (Abb. IV.7 b - g) führt bei fester Ofenlänge ebenfalls zu vermehrter Energiezufuhr. Die Abbildungen IV.7 b - g ergeben sich somit grob genähert durch Verschieben des Maximums der Effizienz bzw. des Minimums des Abscheideparameters zu kleineren Ofenlängen. Die Abweichungen hiervon zeigen den Einfluß der jeweiligen Aufheizlänge.

Zunächst ist festzustellen, daß die maximale Effizienz bei vollständiger Abscheidung mit steigender Aufheizlänge anwächst bis aufgrund zu hoher Energiezufuhr der Umsetzungsgrad zu groß wird und eine vollständige Abscheidung nicht mehr gelingt. Somit zeigt sich in Abb. IV.7 d eine optimierte vollständige Abscheidung mit einer Effizienz von 63%. Die zugehörigen Teilchenbahnen und Isothermen sind bereits in Abb. IV.5 gezeigt worden. Eine weitere Erhöhung der Aufheizlänge bewirkt durchgehend vollständige Umsetzung. Nach Erreichen der maximalen Effizienz von 69% hat die Abscheidelänge keinen Einfluß mehr auf den Abscheideparameter. Im Bereich des Anstiegs der Effizienz sind für vorgegebene Werte der Effizienz die zugehörigen Abscheideparameter markiert. Geringe Aufheizlängen weisen hierbei etwas höhere Abscheideparameter auf. Deutlich wird das jedoch erst bei Effizienzen unter 50%.

Der in Abb. IV.4 gezeigte Fall vollständiger Erzeugung entspricht in Abb. IV.7 d dem Effizienzwert von 66% bei einer Ofenlänge von 0,05.

IV.3.2 Einfluß der Abkühllänge l_k

Ausgehend von dem in Abb. IV.5 gezeigten Fall mit minimaler Abkühllänge sind in Abb. IV.8 b die Auswirkungen einer Erhöhung dieser Länge gezeigt. Die Grenzen der betrachteten Temperaturprofile zeigt Abb. IV.8 a (folgende Seite).

Durch langsames Abkühlen werden zunächst zusätzlich Partikel erzeugt und abgeschieden. Die Effizienz steigt auf 66 %. Die zusätzliche Abscheidung erhöht jedoch die Abscheidelänge, der Abscheideparameter fällt deutlich ab.

Die zusätzlich gebildeten Teilchen bei weiterer Erhöhung der Abkühllänge können nicht mehr abgeschieden werden. Die Effizienz bleibt konstant. Der Abscheideparameter sinkt, da aufgrund abnehmender Steilheit der Kühlflanke die thermophoretischen Kräfte schwächer werden und sich die Abscheidung über größer werdende Abscheidelängen verteilt.

Im folgenden wird daher die minimale Abkühllänge festgeschrieben.

IV.3.3 Einfluß der Vorheiztemperatur T_v

In Abb. IV.9 sind die Grenzen gezeigt, innerhalb derer die Aufheizlänge für die verschiedenen Vorheiztemperaturen variiert wurde. In Abb. IV.10 a - f finden sich die zugehörigen Werte der Effizienz und des Abscheideparameters.

Wiederum ist die Menge zugeführter Energie maßgebend für die Ergebnisse. Eine Erhöhung der Vorheiztemperatur kann ersetzt werden durch eine Erhöhung der Aufheizlänge bei geringerer Vorheiztemperatur. Die Kurven verlaufen ähnlich.

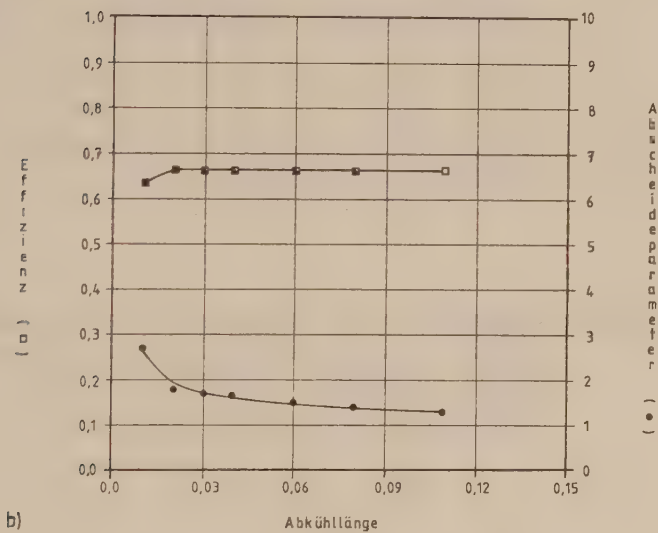
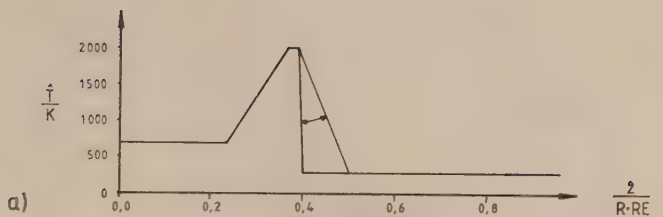


Abb. IV.8: Einfluß einer Variation der Abkühlänge auf die Effizienz und den Abscheideparameter(b) bei Variation des Temperaturprofils in den in (a) gezeigten Grenzen. Das Profil mit minimaler Abkühlänge entspricht dem in Abb.IV.5 gezeigten Fall.

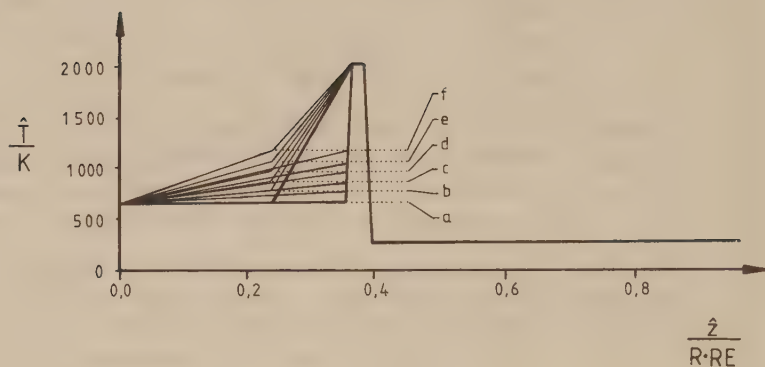
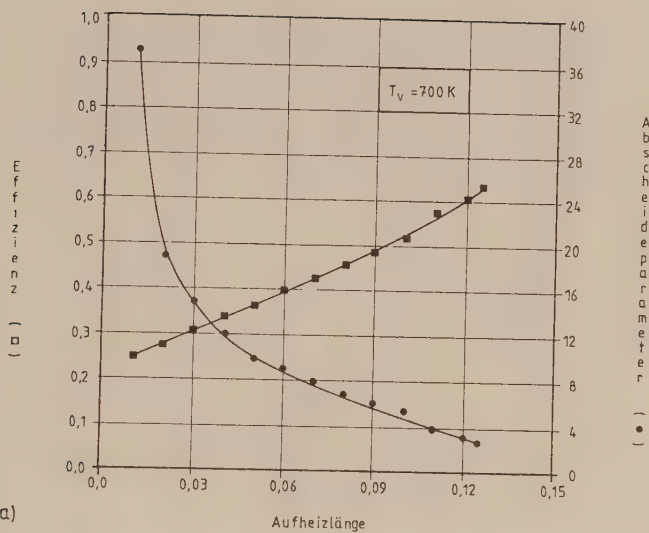
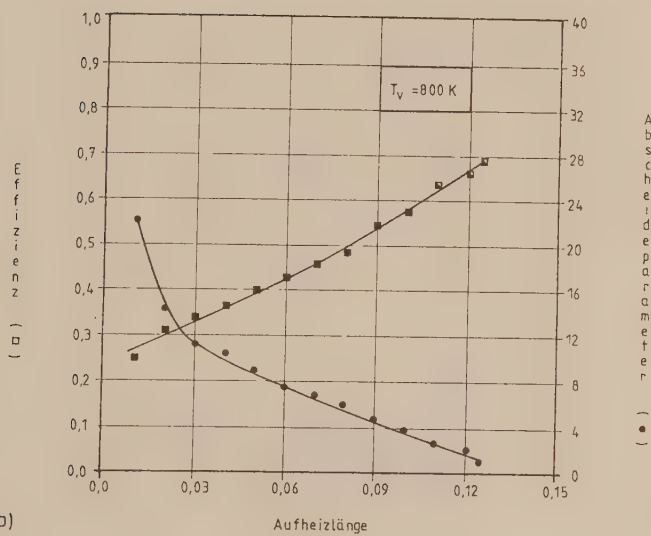


Abb. IV.9: Grenzen der Wandtemperaturprofilvariationen für verschiedene Vorheiztemperaturen in Abb. IV. 10

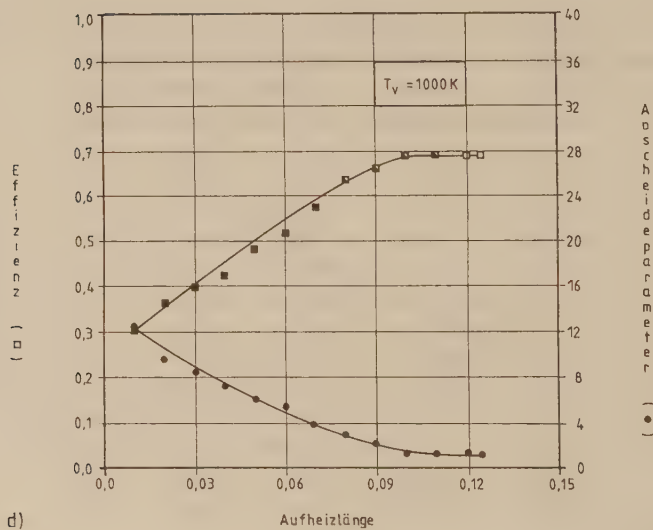
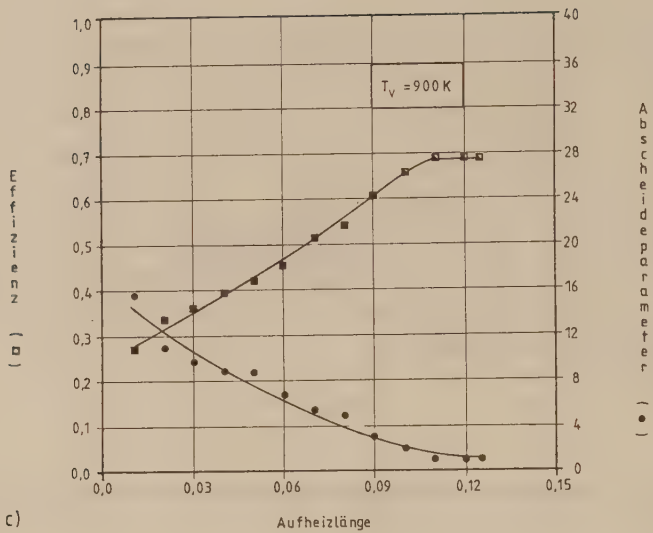
Abb. IV.10: Abhängigkeit der Effizienz und des Abscheideparameters von der Aufheizlänge für verschiedene Vorheiztemperaturen (a - f)
(Abbildungen auf den folgenden Seiten)

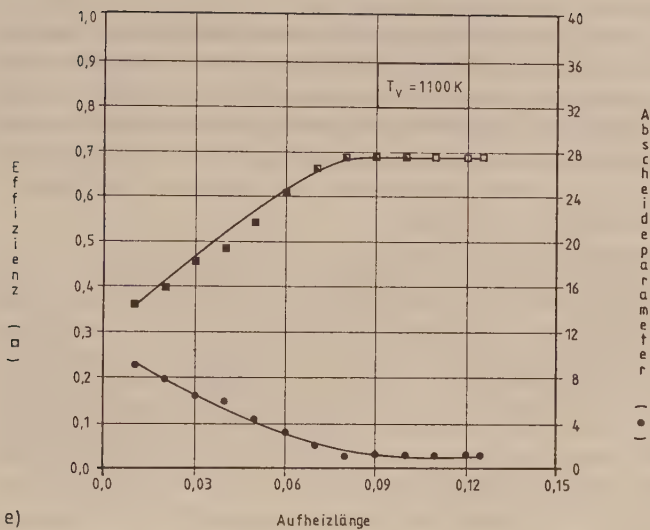


a)

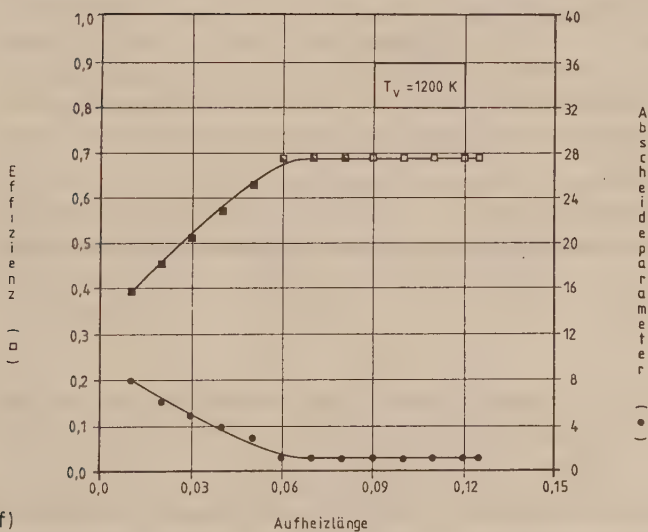


b)





e)



f)

Die Grenzen vollständiger Abscheidung mit maximaler Effizienz können in diesen Abbildungen nicht exakt festgelegt werden. Näherungsweise ist für jede Vorheiztemperatur eine Aufheizlänge zu finden, bei der die maximale Effizienz unter vollständiger Abscheidung annähernd gleiche Werte annimmt. Ein optimaler Wert der Vorheiztemperatur ist nicht festzustellen.

IV.4 Einfluß der Prandtl Zahl

Den bisher gezeigten Untersuchungen lag eine Prandtl Zahl von 0,7 zugrunde, welche dem Reaktionsgasgemisch ohne besondere Zusätze entspricht. Ausgehend von dem in Abb. IV.5 gezeigten Fall vollständiger Abscheidung, dessen zugehöriges Temperaturprofil in Abb. IV.11 noch einmal gezeigt ist, wurde die Prandtl Zahl unter Beibehaltung des Temperaturprofils auf 0,6 abgesenkt bzw. auf 0,8 erhöht. Abb. IV.12 a - c zeigt die drei Fälle im Vergleich.

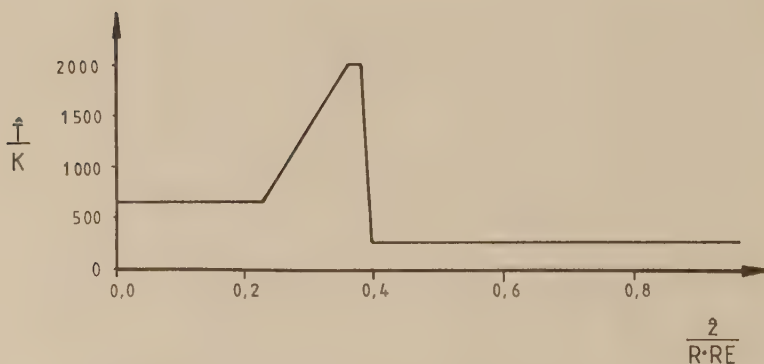


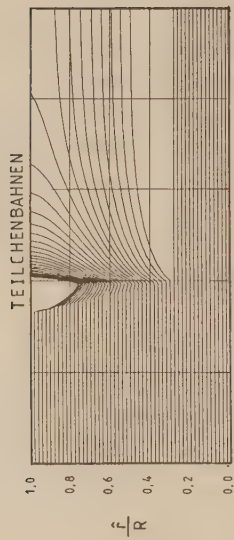
Abb. IV.11: Wandtemperaturprofil des Vergleichsfalls aus Abb. IV.5 welches auch den Abb. IV.12 a - c zugrunde liegt

Abnehmen der Prandtl Zahl (Abb. IV.12 a) bedeutet Erhöhung der Temperaturleitfähigkeit. Dies führt bei festem Wandtempera-

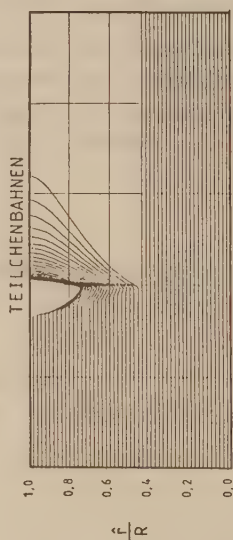
turprofil zu einer stärkeren Aufheizung der Strömung, was am Verlauf der Isothermen wie auch in der vermehrten Erzeugung von Partikeln erkennbar ist. Gleichzeitig bedeutet Erhöhung der Temperaturleitfähigkeit in der Abkühlzone, daß ein großer Temperaturgradient zwischen Achse und Wand weniger lange aufrecht erhalten werden kann. Die thermophoretische Kraft, welche die Teilchen zur Abscheidung bringt, ist weniger stark als im Falle $Pr = 0,7$ (Abb. IV.12 b). Dies führt trotz verstärkter Teilchenbildung zu keiner Effizienzerhöhung, während die Abscheidelänge sich nahezu verdoppelt. Durch die ebenfalls im Bereich der Aufheizung verminderte thermophoretische Kraft werden wandnah entstandene Partikel weniger weit von der Wand weggetrieben. Dies führt zu einem geringfügig früheren Beginn der Abscheidung, hat aber keinen bedeutenden Einfluß auf die Abscheidelänge.

Erhöhung der Prandtl Zahl (Abb. IV.12 c), d.h. Senkung der Temperaturleitfähigkeit, führt zu stärkeren radialen Temperaturgradienten und geringerer Aufheizung der Strömung. Es werden weniger Partikel gebildet, diese sind jedoch einer stärkeren thermophoretischen Kraft ausgesetzt. Wandnahe Teilchen werden weiter in die Rohrmitte gedrängt während wandfernere Teilchen weniger stark abgelenkt werden. Es findet eine geringfügige Fokussierung des Teilchenbündels statt. Im stärkeren Temperaturgradienten der Abkühlzone gelangen die Teilchen dann in einem engeren Bereich zur Abscheidung.

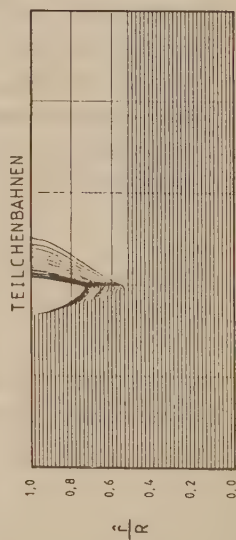
Um den Einfluß der Prandtl Zahl auf die Abscheidung vollständig zu erfassen, ist wiederum die Aufheizlänge variiert worden, um die maximale Effizienz bei vollständiger und unvollständiger Abscheidung zu ermitteln. Abb. IV.13 a - c zeigt das Ergebnis.



a)



b)



c)

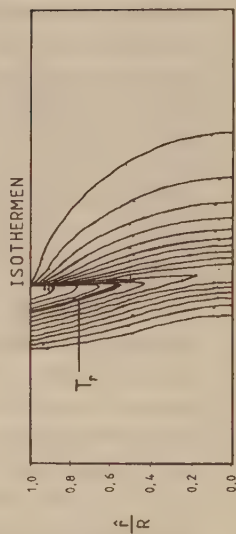
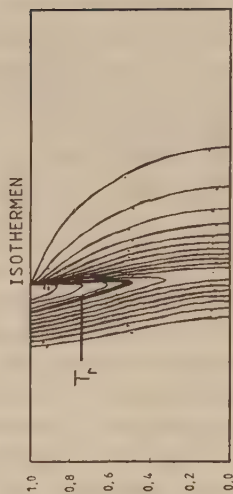
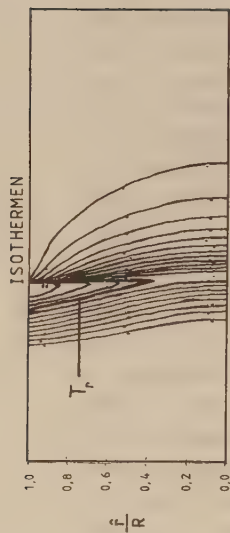


Abb. IV.12: Einfluß der Prandl Zahl auf Teilchenbahnen und Isothermen für $Pr = 0,6$ (a) $Pr = 0,7$ (b) und $Pr = 0,8$ (c)

Die maximal mögliche Effizienz steigt von 63 % für $Pr = 0,6$ auf 70 % für $Pr = 0,7$ und auf 72 % für $Pr = 0,8$. Die maximale Effizienz bei vollständiger Abscheidung steigt von 58 % für $Pr = 0,6$ auf 63 % für $Pr = 0,7$ und auf 66 % für $Pr = 0,8$. Die zugehörigen Abscheideparameter unterscheiden sich nicht, da mit der Effizienz auch die Abscheidelänge steigt. Bei gleicher Effizienz ist der Abscheideparameter für größere Prandtl Zahlen geringfügig höher. Zur Verbesserung der Abscheidung würde sich also eine Erhöhung der Prandtl Zahl durch Zusätze in dem Reaktionsgasgemisch anbieten. Von Walker et. al. (22) wurde der Zusatz von Helium (Absenken der Prandtl Zahl) nur im Zusammenhang mit der Sinterung der abgeschiedenen Partikel untersucht und eine erhöhte Sinterungsrate gefunden. Der Einfluß auf die Abscheidung wurde nicht untersucht.

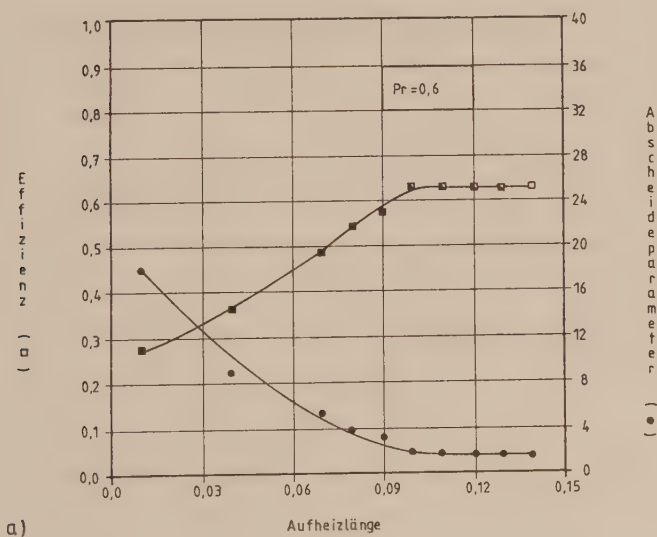
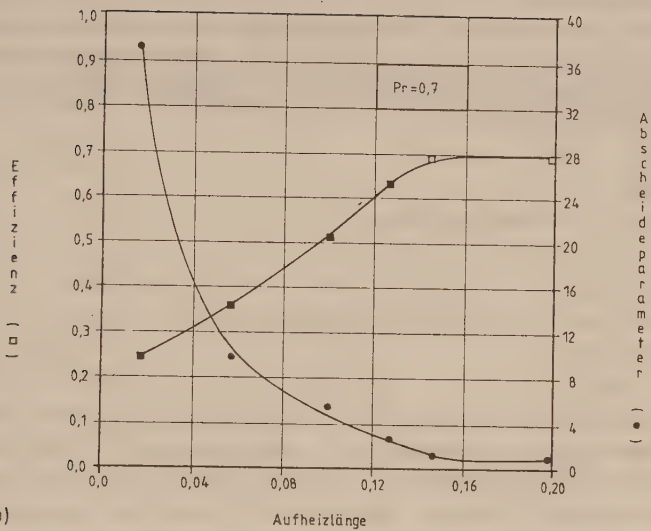
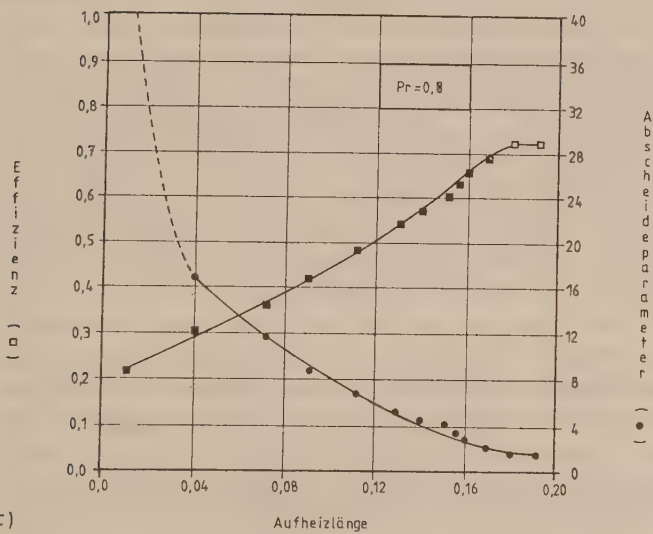


Abb. IV.13: Abhängigkeit der Effizienz und des Abscheideparameters von der Aufheizlänge für verschiedene Prandtl Zahlen: $Pr = 0,6$ (a), $Pr = 0,7$ (b) und $Pr = 0,8$ (c).



b)



c)

IV.5 Einfluß des Auftriebs für ein vertikales Rohr

Der Auftriebsterm in der Impulsgleichung skaliert mit dem Quotienten aus Reynolds- und Froude Zahl. Um seine Größe abzuschätzen, wird wie zur Bestimmung des Abscheideparameters die dimensionsbehaftete Abscheidelänge vorgegeben. Man erhält für die Reynolds Zahl:

$$Re = \frac{\Delta x_D}{\Delta x_D \cdot R} \quad (Gl. IV.5)$$

und für die Bezugsgeschwindigkeit

$$u_0 = \frac{\Delta x_D}{\Delta x_D} \frac{\mu_0}{R \rho_0 R} \quad (Gl. IV.6)$$

Eingesetzt ergibt das für den Quotienten

$$\frac{Re}{Fr} = \frac{R^4 \rho_0^2}{\mu_0^2} \frac{\Delta x_D}{\Delta x_D} \quad (Gl. IV.7)$$

Durch Einsetzen typischer Werte für den Standard MCVD-Prozeß führt das zu einem typischen Wert von $Re/Fr = 170$. Hierbei ist für die dimensionslose Abscheidelänge ein Wert von 0,2 angenommen worden, welcher sich im Bereich günstiger Abscheidebedingungen einstellt. Für die folgende Betrachtung ist ein Verhältnis von $Re/Fr = 100$ gewählt worden.

Auftriebseffekte im vertikalen Rohr führen bei Abwärtsströmung zu einer Herabsetzung der Strömungsgeschwindigkeit in aufgeheizten Gebieten bis zur Strömungsumkehr. Im Falle der Aufwärtsströmung tritt eine zusätzliche Beschleunigung in heißen Gebieten auf. In beiden Fällen wird für sehr starke Auftriebseinflüsse die Annahme einer über den Querschnitt konstanten Druckverteilung hinfällig. Daher kann in der numerischen Simulation dann auch kein lokaler Druckgradient gefunden werden (vergl. Kap III.2). Eine Berechnung solcher Grenzfälle mit dem zugrunde liegenden Programm ist nicht vorgesehen.

Den in Abb. IV.15 a - c gezeigten Fällen für Aufwärtsströmung (a), auftriebsfreie Strömung (b) und Abwärtsströmung (c) liegt das in Abb. IV.14 gezeigte Wandtemperaturprofil zugrunde.

Um Konvergenz der Druckiteration zu erhalten, war es notwen-

dig, die Eintrittstemperatur niedriger zu wählen als die minimale Wandtemperatur. An den gezeigten drei Modellfällen wird deshalb der Auftriebseinfluß nur qualitativ diskutiert.

Die Aufwärtsströmung zeigt im Vergleich zur auftriebsfreien Strömung in wandnahen Bereichen der Aufheizung einen verbes-

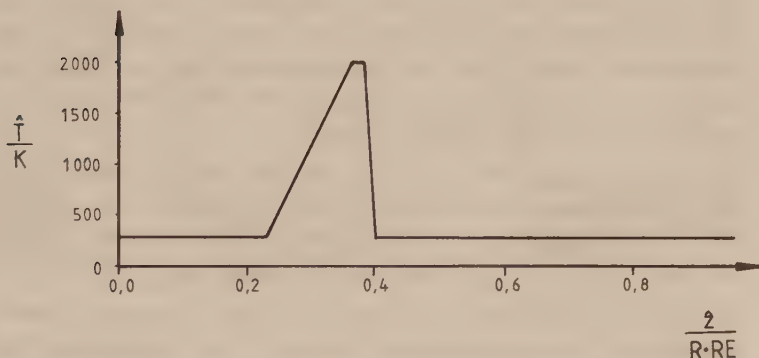


Abb. IV.14: Wandtemperaturprofil für die Berechnung von Auftriebseinflüssen

serten Wärmeübergang, welcher zu vermehrter Teilchenbildung führt. Der bessere Wärmeübergang resultiert aus einer stärkeren Beschleunigung der aufgeheizten Strömungsbereiche durch den Auftrieb kombiniert mit einer radial nach innen gerichteten Strömungskomponente. Infolgedessen ist bei Abwärtsströmung eine Verschlechterung des Wärmeübergangs zu verzeichnen. Es werden weniger Teilchen gebildet. Die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit bei Aufwärtsströmung führt im Bereich der Abscheidung dazu, daß die Partikel wie auch die Isothermen weiter stromab getragen werden. Der durch Verschleppung der Isothermen länger aufrecht erhaltene radiale Temperaturgradient kann die höhere axiale Geschwindigkeit der Teilchen nicht durch stärkere Thermophorese kompensieren. Im Falle der Abwärtsströmung treffen die Partikel aufgrund ihrer geringeren axialen Geschwindigkeit eher auf die Rohrwand.

In allen drei Fällen ist die Effizienz dieselbe. Die Abscheidelänge fällt von 0,27 (a) auf 0,21 (b) und auf 0,14 (c). Der Abscheideparameter steigt entsprechend von 2,4 (a) auf 3,0 (b) und auf 4,5 (c), so daß bei Abwärtsströmung mit einer annähernd doppelt so hohen Abscheiderate zu rechnen ist.

IV.6 Einfluß der Teilchenkonzentration auf die Abscheidung

Bei nicht verschwindender Teilchenkonzentration bedingt die anfängliche Abdrängung der Teilchen in die Rohrmitte eine Massenverschiebung, die aus Kontinuitätsgründen zu einer verminderten axialen Geschwindigkeit in den Bereichen führt, in welche die Teilchen getrieben werden.

In den Abbildungen IV. 16 a - d sind anhand eines Modellfalls für Anfangskonzentrationen von $c_0=0$ (a), $c_0=0,1$ (b), $c_0=0,2$ (c) und $c_0=0,3$ (d) die Auswirkungen auf Isothermen und Teilchenbahnen sowie die axialen Geschwindigkeiten gezeigt.

Der durch Thermophorese verstärkte radiale Energietransport wird an den Isothermenfeldern deutlich. Mit zunehmendem Partikelanteil reichen die Isothermen insbesondere für 1700 K, 1800 K und 1900 K zunehmend weiter in die Strömung hinein. Die axiale Geschwindigkeit nimmt mit dem Partikelanteil ab. Der maximale Wert sinkt von 2,4 ($c_0=0$) auf 1,8 ($c_0=0,3$). Für den Verlauf der Partikelbahnen bedeutet das stärkere Ablenkbarkeit der Teilchen mit zunehmender Anfangskonzentration aufgrund sinkender axialer Geschwindigkeit.

In der Kühlzone ist das Temperaturgefälle für hohe Teilchenkonzentrationen geringfügig größer. Ein möglicher Effekt wird jedoch überdeckt durch die verstärkte Auslenkung der Teilchen in der Heißzone, durch welche der Weg zur Abscheidung verlängert wird. Der Beginn der Abscheidung liegt mit steigender Anfangskonzentration weiter stromab, da die Partikel auf ihrem längeren Weg zur Abscheidung weiter hinaus getragen werden. An der hervorgehobenen Teilchenbahn, welche vor der Kühlzone einen vorgegebenen Ort passiert, ist die zunehmende Ablenkung erkennbar. Für $c_0=0,3$ ist dies die wandnächste Teilchenbahn. In allen Fällen wird die gleiche Effizienz er-

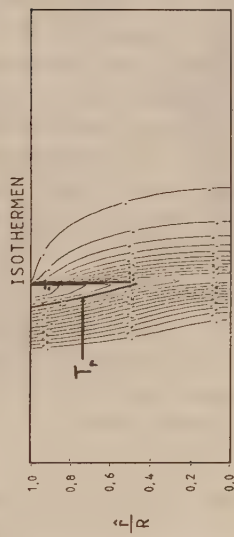
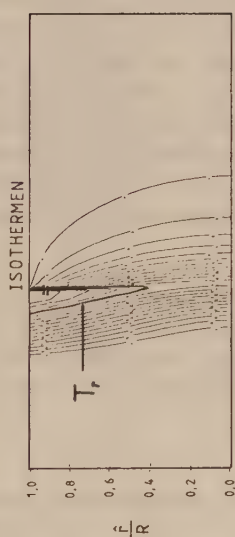
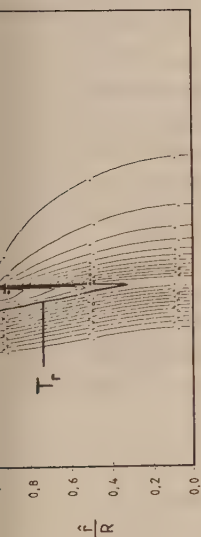
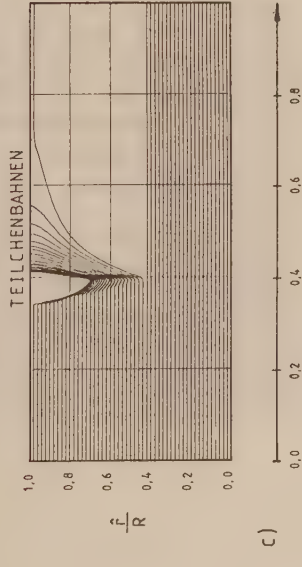
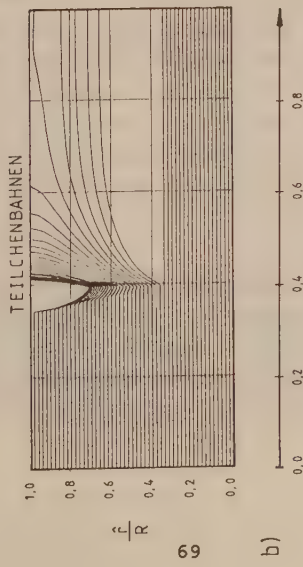
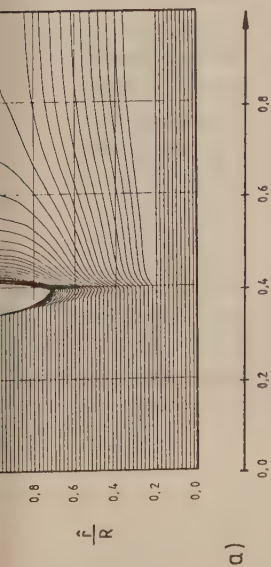


Abb. IV.15: Einfluß des Auftriebs auf Teilchenbahnen und Isothermen: (a) Aufwärtsströmung, (b) auftriebsfreie Strömung, (c) Abwärtsströmung

Abb. IV.16: Einfluß der Anfangskonzentration der Teilchen c_0 auf die axialen Geschwindigkeiten, die Isothermen und die Teilchenbahnen $c_0 = 0,0$ (a), $c_0 = 0,1$ (b), $c_0 = 0,2$ (c), $c_0 = 0,3$ (d)
(Abbildung auf den folgenden Seiten)

reicht. Die Bahnen des sich zuletzt abscheidenden Teilchens ist ebenfalls hervorgehoben. Für $c_0=0,1$ scheidet es sich später als im Falle $c_0=0$ ab, da die Auslenkung in der Heißzone den Weg zur Abscheidung verlängert, die Herabsetzung der axialen Geschwindigkeit dies jedoch noch nicht kompensieren kann. Mit zunehmender Konzentration verschiebt sich der Ort der Abscheidung wieder stromauf. Es überwiegt die verstärkte Ablenkung der Teilchen zur Wand aufgrund niedrigerer axialer Geschwindigkeiten.

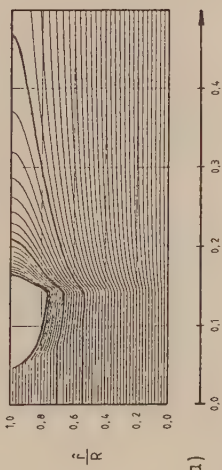
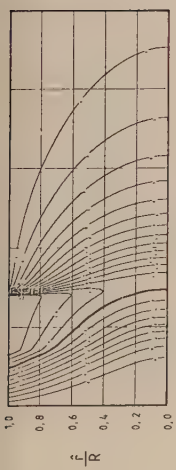
Bei hohen Teilchenkonzentrationen nimmt die Abscheidelänge bei fester Effizienz ab. Umgekehrt steigt die Effizienz, wenn eine bestimmte Abscheidelänge vorgegeben wird. Die Abscheiderate kann durch einen möglichst hohen Teilchenanteil also erhöht werden.

IV. 7 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen

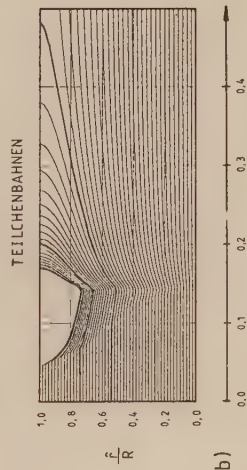
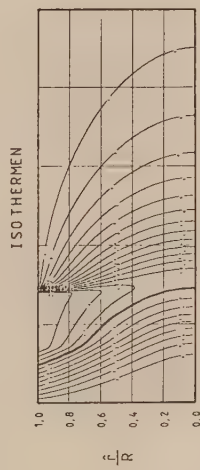
Unter der Annahme vollentwickelter, inkompressibeler Strömung und konstanter Stoffwerte wurde an verschiedener Stelle (vergl. Kap I.2.2) die Abscheideeffizienz im Standard MCVD-Verfahren bei unterschiedlichen Wandtemperaturverteilungen berechnet. Von Walker et. al. (12) wurde für eine stufenförmige Temperaturabsenkung auf der Rohrwand am Stömungseintritt für die Gesamteffizienz eine Beziehung gefunden, welche von Weinberg (14) später theoretisch hergeleitet wurde:

$$EFC_{\infty} = K_{Th} Pr \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max}} \quad (Gl. IV.8)$$

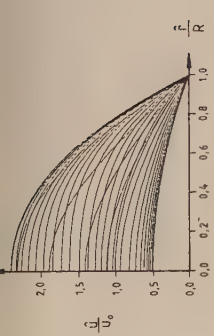
Dieser Grenzwert wird auch bei vom Eintritt aus linear abfallender Wandtemperatur erreicht (Weinberg (14)). Mit typischen Werten der hier gezeigten Simulation ($K_{Th}=0.55$, $Pr = 0.7$, $T_{max}=2000$ K, $T_{min}=300$ K) ergibt sich eine Effizienz von nur 33 %. Walker et. al. (12) erhalten einen Wert von 55 % mit



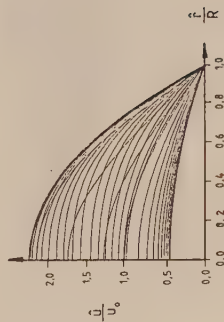
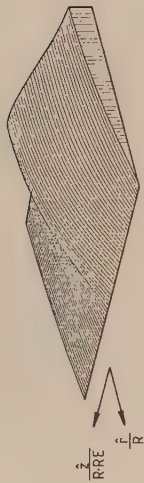
a)



b)



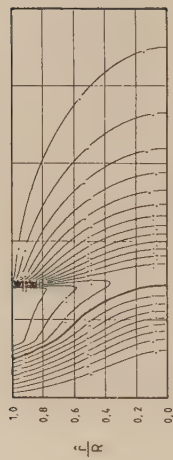
axiale Geschwindigkeit ($\frac{u}{u_0}$)



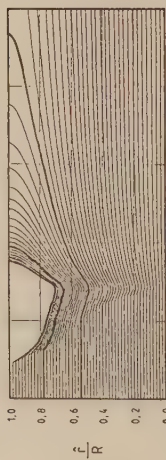
axiale Geschwindigkeit ($\frac{u}{u_0}$)



ISOTHERMEN



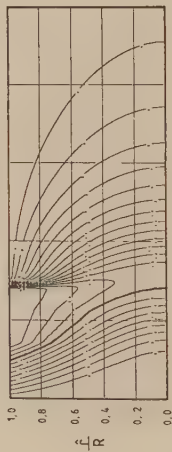
TEILCHENBAHNEN



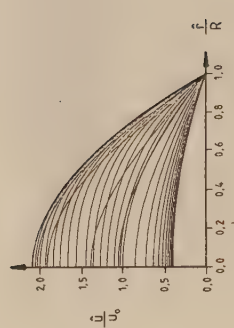
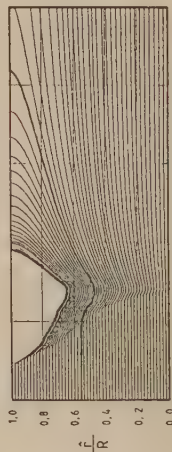
$\frac{z}{RRE}$

c)

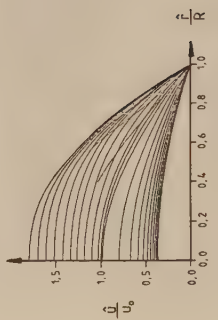
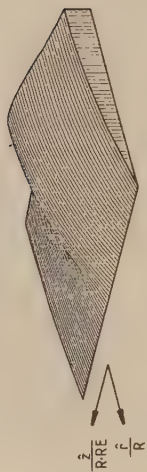
ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN



axiale Geschwindigkeit ($\frac{u}{u_0}$)



axiale Geschwindigkeit ($\frac{u}{u_0}$)



anderen Temperaturen ($T_{max} = 1750 \text{ K}$, $T_{min} = 450 \text{ K}$) und insbesondere mit einer anderen thermophoretischen Konstanten ($K_{TB} = 0,9$). Sie stützen sich hierbei auf Messungen von Derjaguin et. al. (36), welche zu hohe Werte für die thermophoretische Konstante liefern (Talbot et. al. (24)).

Auf der Grundlage gemessener Wandtemperaturverteilungen vergleichen Walker et. al. (16) die Effizienzen, welche sich unter der Annahme konstanter und temperaturabhängiger Stoffwerte numerisch ergeben mit den experimentellen Ergebnissen für verschiedene Kühltemperaturen, Massenströme und Brennerbreiten (verg. Kap. IV.1). Mit einer Kühltemperatur von 320 K ergaben sich experimentell 65 % Abscheidung, mit konstanten Stoffwerten berechnet 63 % und mit variablen Stoffwerten 68 %. Diese Ergebnisse sind von derselben Größe wie sie sich in dieser Arbeit ergaben.

Die unterschiedlichen thermophoretischen Konstanten haben für die hier untersuchten Wandtemperaturprofile wenig Einfluß, da mit zunehmender thermophoretischer Konstanten die Teilchen in der Heißzone weiter nach innen abgelenkt werden und einen weiteren Weg zur Abscheidung zurücklegen müssen. Für die im folgenden Kapitel beschriebene Abscheidung im Doppelrohrverfahren zum Beispiel ergaben sich mit einer thermophoretischen Konstanten von 0,9 statt 0,55 identische Ergebnisse bezüglich der Abscheidelänge und Effizienz.

Eine Abschätzung der Abscheidelänge für konstante Stoffwerte und eine Temperaturstufe am Eintritt erhielt Walker über die Bestimmung der Länge, nach der die Temperatur der Strömung annähernd die Wandtemperatur erreicht hat:

$$\Delta x_D = 0,45 \cdot Re \cdot Pr \cdot R \quad (Gl. IV.9)$$

Für typische Verfahrensbedingungen ergaben sich hiermit etwa 30 cm für die Abscheidelänge. Ein Versuch, die Abscheidung im Standard MCVD-Verfahren numerisch zu optimieren, wurde nicht unternommen.

IV.8 Zusammenfassung der Ergebnisse

Dieses Kapitel sollte dazu dienen, die Leistungsfähigkeit des Standard MCVD-Verfahrens herauszuarbeiten, um eine Vergleichsmöglichkeit für die Verfahrensvarianten bereitzustellen. Dieses soll anhand der Effizienz, der Abscheidelänge und der aus dem Abscheideparameter ermittelten Abscheiderate geschehen. Da die Abscheidelänge mit der Effizienz steigt, sei eine Effizienz von mindestens 60 % für einen Vergleichsfall vorausgesetzt. Die Abscheidelänge beträgt dann etwa 0,2, der Abscheideparameter 3. Mit typischen Stoffdaten und einer dimensionsbehafteten Abscheidelänge von 30 cm ergibt sich dann eine Abscheiderate von 0,6 g/min.

Publizierte Werte reichen bis zu 2 g/min. Dies zeigt die großen tolerierten Abscheidelängen in den Standardverfahren. Andererseits nimmt die Dicke der aufgetragenen Partikelschicht zum Ende der Abscheidelänge deutlich ab, so daß sie keinen merklichen Beitrag mehr zu den Endverlusten leistet. Es ergibt sich eine um etwa 20 % kürzere effektive Abscheidelänge.

Es konnte ferner gezeigt werden, daß zur optimalen Prozeßausnutzung vertikaler Betrieb mit Abwärtsströmung und eine hohe Prandtl Zahl günstig sind sowie ein hoher Partikelanteil am Gasgemisch.

Da ein eindeutiges Optimum bei Untersuchung der Wandtemperaturprofile nicht gefunden werden konnte, wird zum weiteren Vergleich der Fall vollständiger Abscheidung gewählt, bei dem die Effizienz am höchsten war. Dieser Fall ist in Abb. IV.5 gezeigt.

Ein Vergleich mit den an anderer Stelle durchgeführten Messungen und Berechnungen kann nur qualitativ geschehen. Zum einen ist von den Autoren eine höhere thermophoretische Konstante angenommen worden, wodurch die Partikelbewegung verstärkt wird. Zum anderen stützen sich die Berechnungen auf ein Modell mit konstanten Stoffwerten, durch welches die Teilchenbewegung unterschätzt und die die Abscheidung unter-

stützende radiale Strömung außer Acht gelassen wird. Trotzdem zeigt ein Vergleich der Ergebnisse, daß die hier vorgeführten Rechnungen den Prozeß zu simulieren vermögen und auf die Untersuchung von Verfahrensvarianten ausgeweitet werden können.

V Das Doppelrohrverfahren

V.1 Das Verfahrenskonzept (Abb. V.1)

Die Leistungsgrenze des Standard MCVD-Verfahrens war gegeben durch die Nichtabscheidbarkeit von Partikeln, die nahe der Rohrachse gebildet wurden. Das war zum einen zurückzuführen auf das Verschwinden der thermophoretischen Kraft auf der Rohrachse, zum anderen auf die höhere Geschwindigkeit wandferner Strömung, durch welche Teilchen zu schnell aus dem Bereich nennenswerter Thermophorese herausgetragen werden.

Diese Probleme lassen sich im Doppelrohrverfahren umgehen. Der Aufbau des Standard MCVD-Verfahrens wird hierzu um ein zweites Quarzglasrohr (Innenrohr) erweitert, welches in das Depositionsrohr eingeschoben wird. Das Prozeßgasgemisch strömt durch den von den beiden Rohren gebildeten Ringspalt. Das Maximum der Strömungsgeschwindigkeit befindet sich abhängig vom Radienverhältnis der beiden Rohre zwischen der Spaltmitte und der inneren Rohrwand (Gasgeschwindigkeitsverteilung). Die Aufheizung des Gases erfolgt zum Teil wie im Standard MCVD-Verfahren durch einen Außenofen, welcher langsam längs des Depositionsrohres verfahren wird, dieses von außen aufheizt und abgeschiedene Partikel sintert.

Zusätzlich verfährt im Inneren des Innenrohres simultan mit dem äußeren Ofen ein Innenofen. Durch geeignete Dimensionierung beider Heizvorrichtungen sollen Teilchen vollständig erzeugt und fokussiert sowie vollständig abgeschieden werden. Der Bildungs- und Abscheidvorgang stellt sich im Doppelrohrverfahren folgendermaßen dar:

In einiger Entfernung von den Öfen stellt sich in den Rohrwänden eine Gleichgewichtstemperatur ein (T_{ein} , T_{ein}), die zu einer Gleichgewichtstemperaturverteilung in der Strömung führt (T_a , T_a).

Die Aufheizung des Gases beginnt zunächst an der im Mittel wärmeren Wand des Innenrohres und führt zu einer Beschleunigung der wärmeren Strömungsbereiche. Mit Annäherung an den

Prozeßgasgemisch : $\text{SiCl}_4, \text{O}_2$, Dotierstoffe ($\text{GeCl}_4, \text{BBr}_3$ ect.)

Gasgeschwindigkeitsverteilung

Temperaturprofile
($T_a - e$)

Reaktion :

Prozeßgasgemisch $\rightarrow$
dotierte SiO_2 -
Teilchen, Cl_2, O_2

Reaktionsiso-
therme

Innen-
ofen

T_r

T_b

gesinterte
Glaschichten

Außen-
ofen

Kühlung

Teilchen-
bahnen

T_c

Außen-
ofen

Kühlung

Richtung langsamer
Ofenbewegung

Abscheide-
länge

T_d

Teilchen-
ablagerung

Innenrohr

Depositionsrohr

T_e

MCVD-DOPPELROHRPROZESS

Abb. V. 1

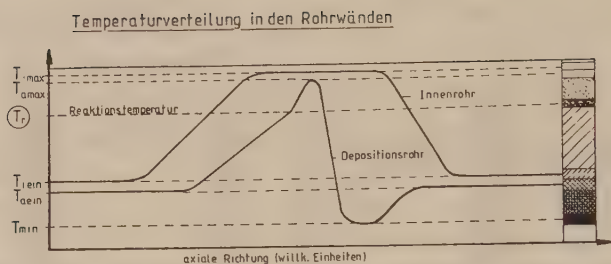


Abb. V.1: Schematisierter Aufbau des Doppelrohrverfahrens mit typischen Temperaturverteilungen in den Rohrwänden, Temperaturprofilen und Teilchenbahnen

Außenofen steigt auch die Temperatur in der Wand des äußeren Rohres (T_b).

Die Reaktion startet mit Erreichen der Reaktionstemperatur (T_r) auf der Innenwand und durchwandert den Ringspaltquerschnitt bis zur Außenwand (Reaktionsisotherme). Durch einen schnellen Anstieg der Außenwandtemperatur nach Erreichen der Reaktionstemperatur werden die Teilchen auch von der Außenwand weggedrängt (T_c). Die Maximaltemperatur auf der Innenwand (T_{max}) wird bis zur vollständigen Teilchenabscheidung aufrechterhalten. Die Maximaltemperatur auf der Außenwand (T_{max}') wird nur solange aufrecht erhalten, wie es zur vollständigen Sinterung der abgeschiedenen Teilchen erforderlich ist.

Im nachfolgenden Abscheidegebiet wird ein nach außen abfallender steiler Temperaturgradient durch eine auf die Außenwand wirkende Kühlung und fortgesetzte Heizung der Innenwand (T_d) erzeugt. In diesem Temperaturfeld werden die zuvor zusammengeführten Partikel vollständig und fokussiert abgeschieden. Der nachfolgende Temperatúrausgleich zwischen Innen- und Außenrohr (T_e) hat keinen Einfluß mehr auf die Abscheidung.

Das gleiche Konzept kann auch zur Abscheidung auf dem Innen-

rohr genutzt werden, wenn die Funktion der Heiz- und Kühlelemente ausgetauscht wird.

V.2 Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie Teilchenbahnen im Doppelrohrverfahren

In Abb. V.2 (a-c) sind Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder für den Referenzfall zur Abscheidung im Doppelrohrverfahren gezeigt. Die Temperaturprofile auf der Innen- wie Außenwand, die Isothermen und resultierenden Teilchenbahnen zeigt Abb. V.3.

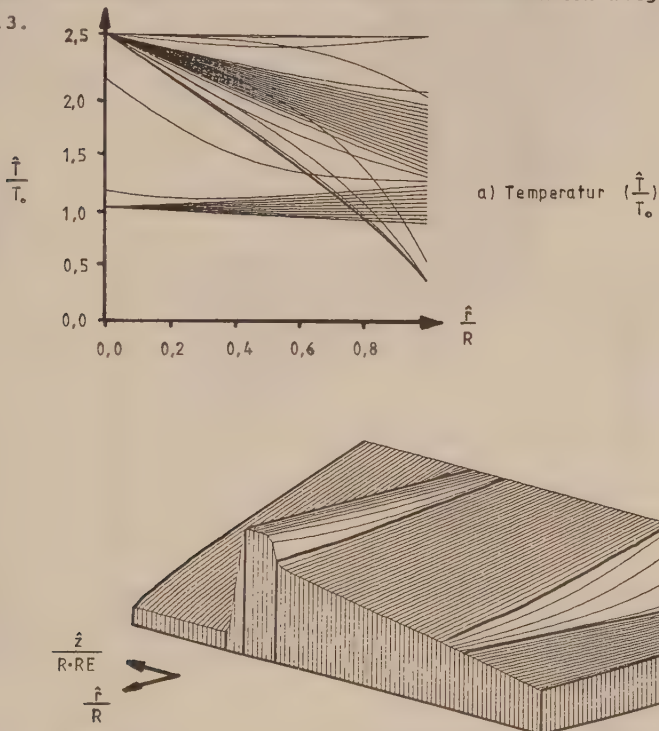
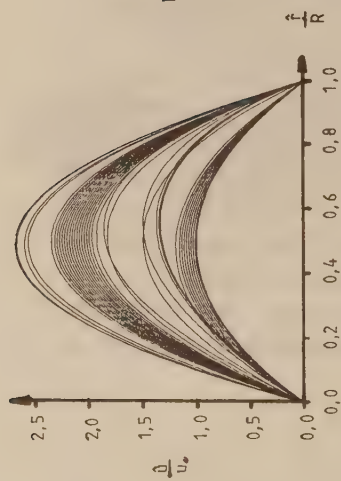
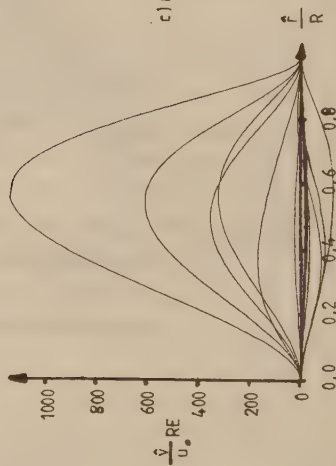
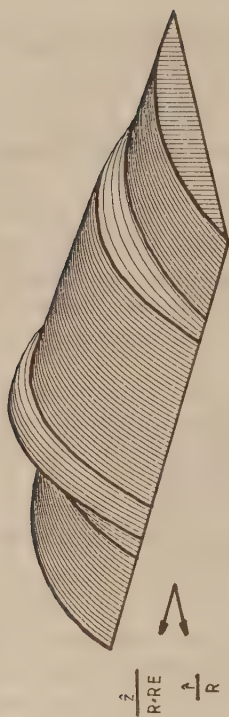


Abb. V.2: Temperatur- (a), axiale (b) und radiale (c) Geschwindigkeitsfelder für den Referenzfall zur Abscheidung im Doppelrohrverfahren. Die axiale Skalierung ist hier unverzerrt wiedergegeben.



b) axiale Geschwindigkeit ($\frac{u_0}{r}$)



c) radiale Geschwindigkeit ($\frac{v_0}{RE}$)



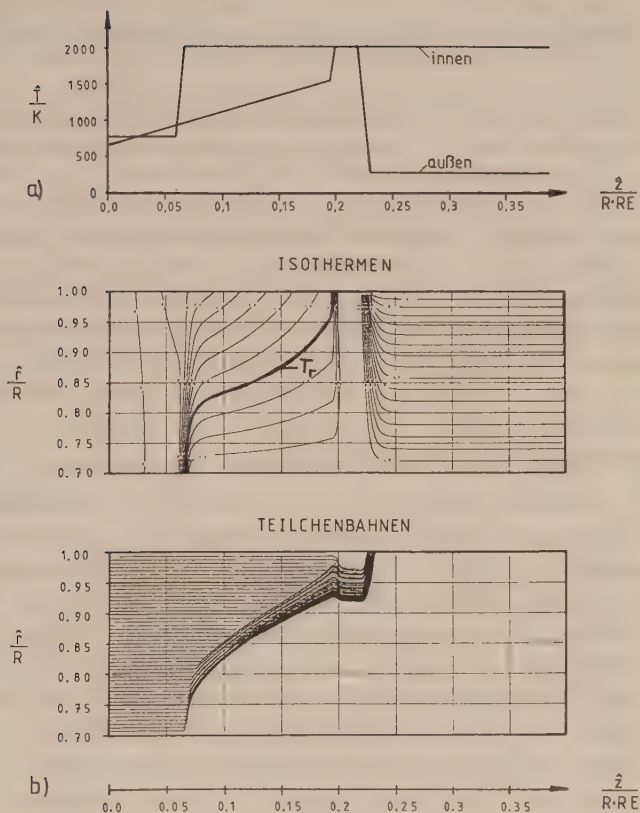


Abb. V.3: Wandtemperaturprofile (a), Teilchenbahnen und Isothermen (b) für den günstigsten Fall einer Abscheidung (Referenzfall) bei einem Radienverhältnis von $RI=0,7$

Das Gasgemisch tritt mit einer nahezu symmetrischen, parabolischen axialen Geschwindigkeitsverteilung mit dem Maximalwert 1 in das Berechnungsgebiet ein. Während zunächst nur die Temperatur auf der Außenwand ansteigt, wird die Strömung etwa

proportional zur mittleren Temperatur beschleunigt. Eine nennenswerte radiale Geschwindigkeitskomponente tritt nicht auf.

Sobald die Temperatur auf der Innenwand steil ansteigt, entsteht eine radiale, nach außen gerichtete Strömungskomponente mit einem Maximum zwischen beiden Rohrwänden, daß sich stromab von der Innenwand auf die Außenwand zubewegt. Im Vergleich zum Standard Verfahren liegen die Werte der radialen Geschwindigkeit um eine Größenordnung höher. Die ersten Teilchen werden nahe der Innenwand gebildet und wandern aufgrund von Thermophorese und unter dem Einfluß der radialen Strömung schnell in Richtung auf die Ringspaltmitte. Durch gleichzeitig einsetzende axiale Beschleunigung werden die gebildeten Teilchen schnell aus diesem für die Abscheidung günstigen Strömungsbereich herausgetragen.

Es schließt sich ein Bereich konstanter Innentemperatur und langsam ansteigender Außentemperatur an, in dem die radiale Konvektion wieder verschwindet und die axiale Geschwindigkeit langsamer zunimmt. In diesem Bereich werden neue Teilchen gebildet und bereits gebildete Teilchen wandern auf die Außenwand zu. Die Neubildung von Teilchen erfolgt innerhalb des Bahnenbündels bereits gebildeter Teilchen, sodaß die Breite des Teilchenbahnenbündels nahezu konstant bleibt.

Durch den steilen Anstieg der äußeren Wandtemperatur wird die Bildung der restlichen Teilchen initiiert. Gleichzeitig sorgt der lokal von der Außenwand wegweisende Temperaturgradient zusammen mit der auftretenden radialen, zur Rohrmitte weisenden Strömung dafür, daß bereits gebildete und neu erzeugte Teilchen in die Spaltmitte abgelenkt werden. Die Teilchen werden jedoch nicht bis in den Bereich maximaler axialer Geschwindigkeit abgelenkt.

Im anschließenden Bereich des Temperatúrausgleichs zwischen Außen- und Innenwand verlaufen die Bahnen aufgrund fehlender, radial wirkender Kräfte parallel zu den Rohrwänden.

Die Teilchenabscheidung wird eingeleitet durch einen drastischen Temperaturabfall auf der Außenwand bei konstant hoher

Innenwandtemperatur. Hier tritt auch die höchste radiale Geschwindigkeitskomponente auf, durch welche die thermophoretische Teilchenabscheidung unterstützt wird. Das parallel zur Rohrwand verlaufende Teilchenbündel wird nahezu rechtwinklig auf die Außenwand hin umgelenkt und trifft dort mit einem auf etwa $1/3$ verminderten Durchmesser auf.

Die anschließende Entwicklung der berechneten Felder ist für die Abscheidung unerheblich. Bedeutsam für die Abscheidung im Doppelrohrverfahren ist die Erkenntnis, daß durch steile Temperaturgradienten auf den Rohrwänden nicht nur lokal hohe thermophoretische Kräfte aufgeprägt werden, sondern ebenfalls eine gleichgerichtete radiale Strömung induziert wird (zur Untersuchungsstrategie siehe Kap. V.4.1).

V.3 Identifizierung von Parametern zur Untersuchung der Partikelabscheidung

Analog zum Standard MCVD-Verfahren treten als Einflußgrößen wieder die Temperaturverteilung auf der Depositionsrohrwand auf sowie die Prandtl Zahl und das Verhältnis von Froude- zu Reynolds Zahl. Die Erweiterung des Verfahrens zum Doppelrohrverfahren führt zu zwei weiteren Parametern, dem Verhältnis vom Außenradius des Innenrohres zum Innenradius des Außenrohres und der Temperaturverteilung auf der Wand des Innenrohres. In dimensionslosen Koordinaten entspricht der Innenradius RI gerade dem Radienverhältnis, die Begriffe werden synonym verwendet.

Zur Untersuchung des Einflusses der beiden Temperaturprofile sowie deren Wechselwirkung wurden wiederum Modellprofile mit Variationsparametern und Fixpunkten entwickelt. Abb. V.4 zeigt die schematisierten Profile:

Fixpunkte der Temperaturprofile sind - wie in Kap.IV.2 erläutert - die maximale Außenwandtemperatur $T_{\text{max}}=2000$ K, die Reaktionstemperatur $T_r=1578$ K, die Eintrittstemperaturen außen $T_{\text{ein}}=700$ K und innen $T_{\text{ein}}=800$ K sowie die minimale Wandtemperatur $T_{\text{min}}=300$ K.

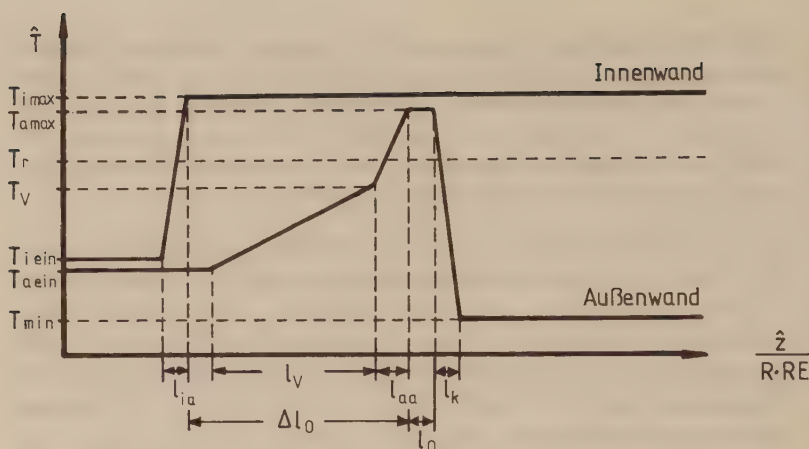


Abb. V.4: Modelltemperaturprofil für Innen- und Außenwand zur Untersuchung des Doppelrohrverfahrens.

Variabel bleiben die Aufheizlänge für das Innenwandprofil l_{ia} und die maximale Innentemperatur $T_{\max}$. Im Außenwandtemperaturprofil können die Vorheizlänge l_v , die Aufheizlänge l_{aa} , die Ofenlänge l_0 und die Abkühlänge l_k verändert werden. Veränderlich ist weiterhin die Vorheiztemperatur T_v . Für die maximalen Steigungen der Profile sind dieselben Grenzen zugrunde gelegt worden, wie sie für den Standard MCVD-Prozess entwickelt wurden. Als zusätzlicher Parameter tritt noch der Abstand zwischen den beiden Öfen Δl_0 auf.

Der Einfluß der variablen Profilparameter auf die Abscheidung ist untersucht worden für ein Radienverhältnis von $RI = 0,7$, für welches in Voruntersuchungen von Riemann (42) die günstigsten Ergebnisse erzielt wurden und das sich auch experimentell gut einstellen läßt. Die Prandtl Zahl wurde wiederum zunächst auf $Pr = 0,7$ festgesetzt und Auftriebseinflüsse außer Acht gelassen.

Die Diskussion stützt sich auf die Entwicklung der Abscheidelänge und nicht, wie beim Standard MCVD-Verfahren, auf den Abscheidparameter und die Effizienz, da für den Doppelrohrprozeß stets eine Effizienz von 100 % vorausgesetzt werden kann. Der Abscheidparameter für die Abscheidung aus dem

Ringspalt ist umgekehrt proportional der Abscheidelänge und direkt proportional zum Ringspaltquerschnitt. Daher wird erst bei Variation des Radienverhältnisses auf den Abscheideparameter eingegangen.

V.4 Der Einfluß der Temperaturprofilparameter auf die Abscheidung

Den Untersuchungen vorangestellt sei der Fall minimaler Abscheidelänge für das Radienverhältnis $RI = 0,7$ bei einer maximalen Innenwandtemperatur von $T_{i_{max}} = 2000 \text{ K}$ (Abb. V.3 b). Ihm liegt das in Abb. V.3 a gezeigte Wandtemperaturprofil zugrunde, das den Ausgangspunkt für die folgenden Untersuchungen bildet.

V.4.1 Einfluß des Ofenabstandes Δl_0 und Untersuchungsstrategie für den Doppelrohrprozeß

In Abb. V.5 b ist die kontinuierliche Abnahme der Abscheidelänge mit Vergrößerung des Abstandes zwischen den beiden Öfen gezeigt. Die Kurve bricht bei der minimalen Abscheidelänge ab, da eine weitere Erhöhung des Ofenabstandes zu vorzeitiger Abscheidung stromauf der Heißzone führt (Abb. V.6). Teilchen, welche nahe der Innenwand gebildet werden und auf die Außenwand zulaufen, können von der Außenwand nicht mehr weggedrängt werden. Den untersuchten Variationsbereich des Ofenabstandes findet man in Abb. V.5 a.

Durch vorzeitig abgeschiedene Teilchen erhöht sich nicht nur die Abscheidelänge. Solche Teilchen können erst bei Abscheidung der nächsten Schicht gesintert werden, wodurch porenfreie Sinterung in Frage gestellt wird. Da die genauen Zusammenhänge beim Sintern nicht bekannt sind, werden hier vorzeitig abgeschiedene Partikel als unbrauchbar betrachtet. Die Abscheidung bei kleinen Ofenabständen ($\Delta l_0 = 0,04$) zeigt Abb. V.7 im Vergleich zum maximalen Ofenabstand mit minimaler Abscheidelänge (Abb. V.3).

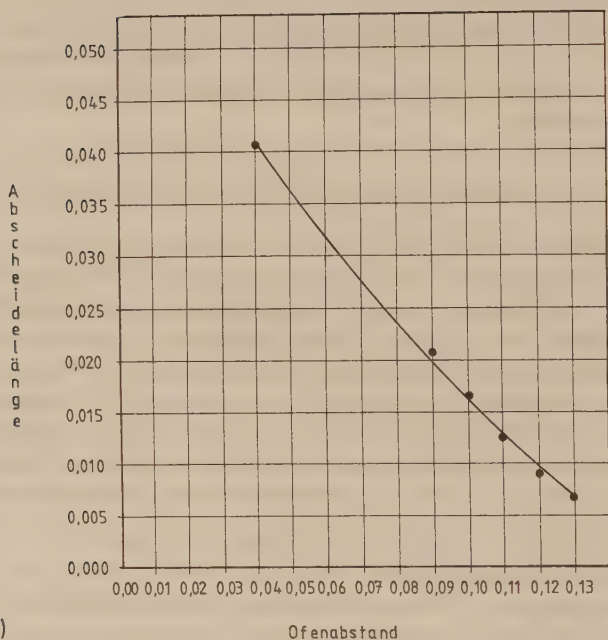
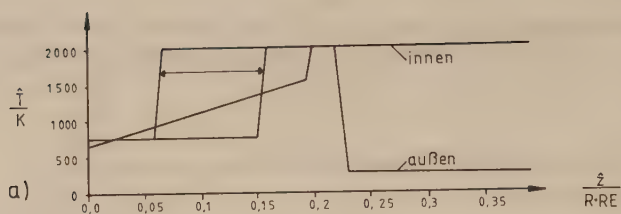


Abb. V.5: Abhängigkeit der Abscheidelänge vom Abstand zwischen Außen- und Innenofen (b). Bei zu großen Ofenlängen bricht die Kurve wegen vorzeitiger Abscheidung von Partikeln ab (Abb. V.6). Die Variation der Temperaturprofile zeigt (a).

Da für jede beliebige Kombination von Parametern stets bei Vergrößerung des Ofenabstandes dem Minimum der Abscheidelänge die vorzeitige Abscheidung folgt, ergibt sich eine zuverlässige Vorgehensweise zur Bestimmung minimaler Abscheidelängen für vorgegebene Parameter. Diese Vorgehensweise ist im weiteren genutzt worden.

Untersuchung des Doppelrohrprozesses bedeutet Suche nach der kleinstmöglichen Abscheidelänge für ein gegebenes Radienverhältnis. Da zur Variation insbesondere die Temperaturprofile auf beiden Wänden zur Verfügung stehen, sind deren Parameter in systematischen Reihen verändert worden und zu jeder einzelnen dieser neuen Parameterkombinationen ist anhand der Anpassung des Ofenabstandes (Suche des jeweiligen Umschlagpunktes) die minimal mögliche Abscheidelänge bestimmt worden. Auf diese Weise konnten Parameter geringen Einflusses ermit-

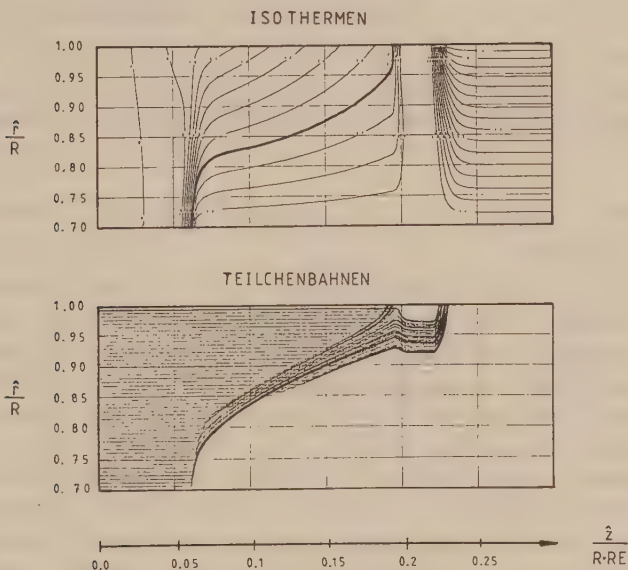


Abb. V.6: Vorzeitige Teilchenabscheidung durch zu hohe Ofenabstände.

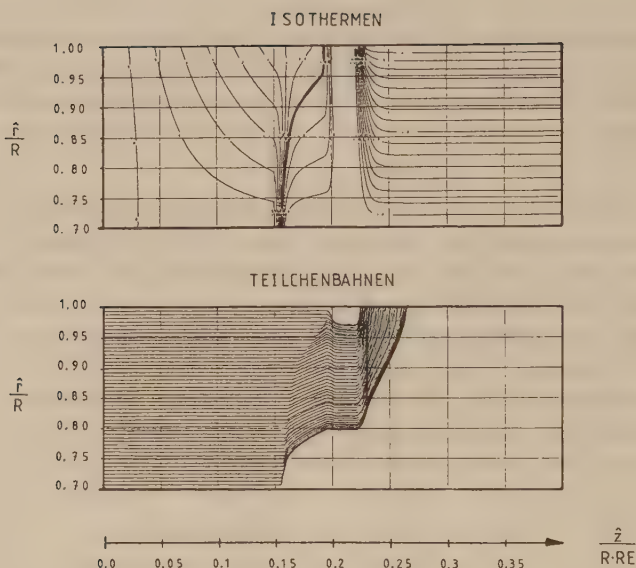


Abb. V.7: Vergrößerung der Abscheidelänge bei extrem kleinem Ofenabstand

telt werden, wie auch die Bedeutung von einflußnehmenden Parametern.

Es ist nicht versucht worden, z. B. anhand der Teilchenbahnverläufe einen optimalen Bahnverlauf zu finden bzw. durch Änderung der Temperaturprofile den Bahnen einen angenommenen optimalen Verlauf aufzuprägen. Ein solches Ergebnis sollte sich nach systematischer Parameterstudie von selbst ergeben. Da, wie es sich zeigen wird, zumindest zwei verschiedene Temperaturprofiltypen existieren (unterschiedliche Höhe der Vorheiztemperatur, außen T_v), von denen jeweils eines abhängig vom Radienverhältnis und der maximalen Innentemperatur günstiger ist und welche zu unterschiedlichen Teilchenbahnverläufen führen, ist die Vorgehensweise systematischer Parametervariationen der sicherere Weg zur Optimierung.

V.4.2 Einfluß der Ofenlänge l_0

Abb. V.8 a und b stellen die Wandtemperaturprofile und die resultierenden Abscheidelängen bei Variation der Ofenlänge dar. Der der Diskussion vorangestellte Vergleichsfall (Abb. V.3) hat eine Ofenlänge von $l_0=0,02$.

In Abb. V.9 ist die Abscheidung bei einer Ofenlänge von $l_0=0,1$ gezeigt. Die Abscheidelänge ist in diesem Bereich von der Ofenlänge unabhängig. Die Wahl einer Länge von $l_0=0,02$ für den Vergleichsfall geschah daher willkürlich.

Nach Erreichen gleicher Maximaltemperatur auf beiden Rohrwänden besteht kein ausreichender Temperaturgradient zur weiteren Beeinflussung der Partikelbahnen. Das geringfügige Ansteigen der Abscheidelänge für sehr lange Öfen resultiert aus der steigenden Strömungsgeschwindigkeit in zunehmendem Abstand zur Außenwand, durch welche die Teilchenbahnen wieder auseinander getrieben werden.

Bei der praktischen Ausführung des Außenofens kann die Heißzonenlänge also unabhängig von der Abscheidequalität an die Erfordernisse für vollständiges, blasenfreies Sintern angepasst werden.

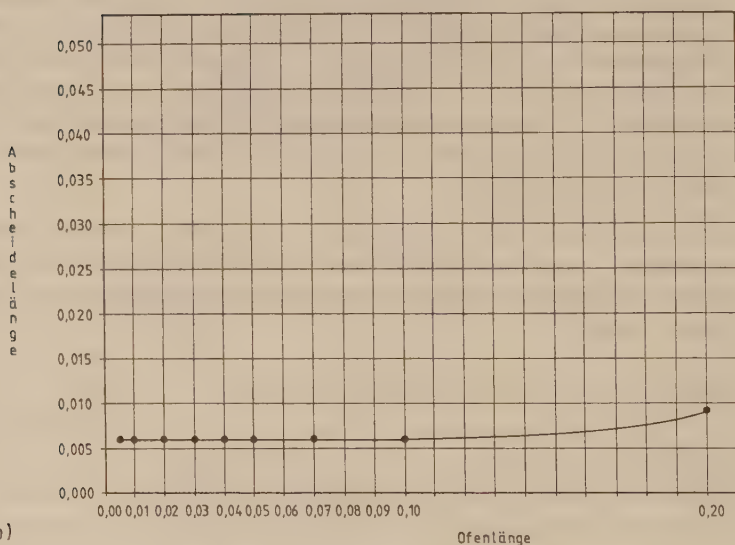
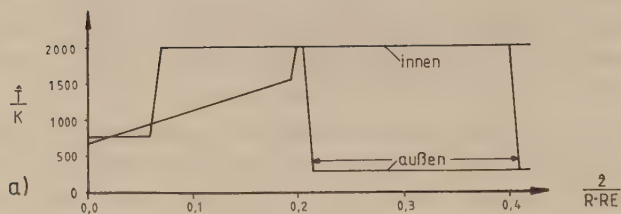


Abb. V.8: Einfluß der Ofenlänge auf die Abscheidelänge (b) bei Variation der Ofenlänge in den in (a) gezeigten Grenzen.

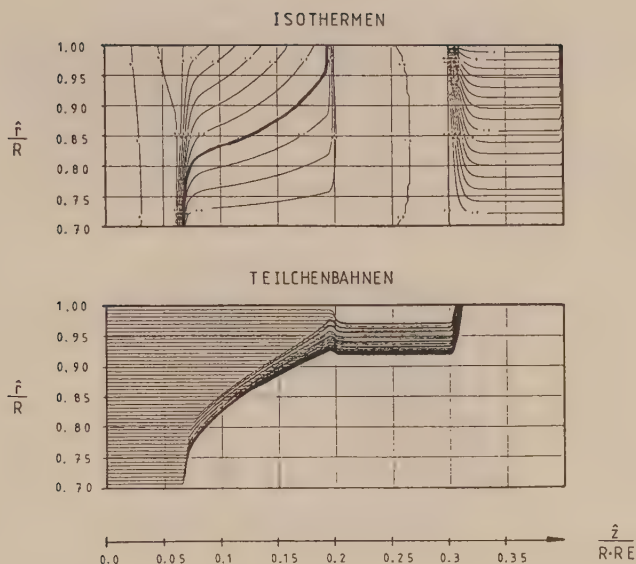


Abb. V.9: Unveränderte Abscheidelänge bei großen Ofenlängen
z.B. $l_0 = 0,1$.

V.4.3 Einfluß der Abkühlänge l_k

Eine Erhöhung der Abkühlänge (Abb. V.11 a und b) führt wie im Standard MCVD-Verfahren zu einer Verschlechterung der Abscheidung. Daher ist der minimale Wert für diese Länge einzuhalten. Abb. V.10 demonstriert die Auffächerung der Teilchenbahnen bei Abnahme des Temperaturgradienten an der Außenwand ($l_k = 0,06$).

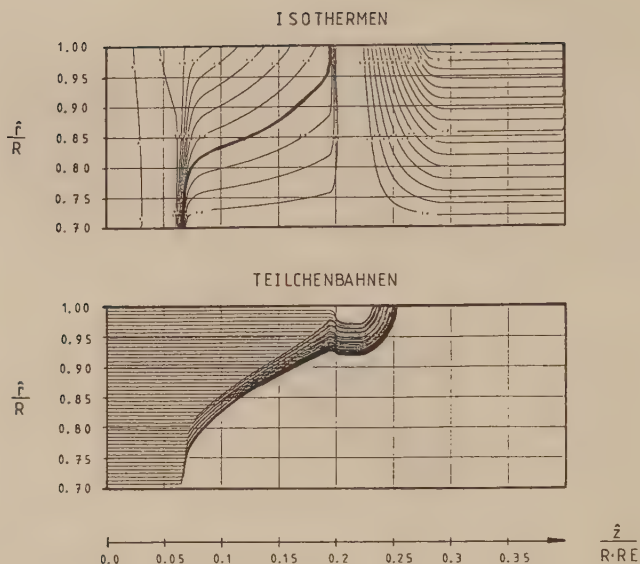


Abb. V.10: Vergrößerung der Abscheidelänge bei größeren Abkühlängen z. B. $l_k=0,6$.

V.4.4 Einfluß der Aufheizlänge, innen l_a .

Auch hier zeigt sich kein Einfluß auf die Abscheidelänge (Abb. V.12 a und b). Allenfalls sinkt der zur minimalen Abscheidelänge gehörige Ofenabstand für große Aufheizlängen. Die Abscheidung ist in Abb. V.13 für eine Aufheizlänge von $l_{1a}=0,07$ gezeigt im Vergleich zum Referenzfall (Abb. V.3, $l_{1a}=0,01$). Auch für die Konstruktion des Innenofens sind hierdurch weite Grenzen gesteckt. Durch Anpassen des Ofenabstandes läßt sich unter Beobachtung des Einsetzens vorzeitiger Abscheidung die minimale Abscheidelänge einstellen. Für die folgenden Berechnungen ist eine geringe Aufheizlänge von $l_{1a}=0,01$ festgeschrieben worden.

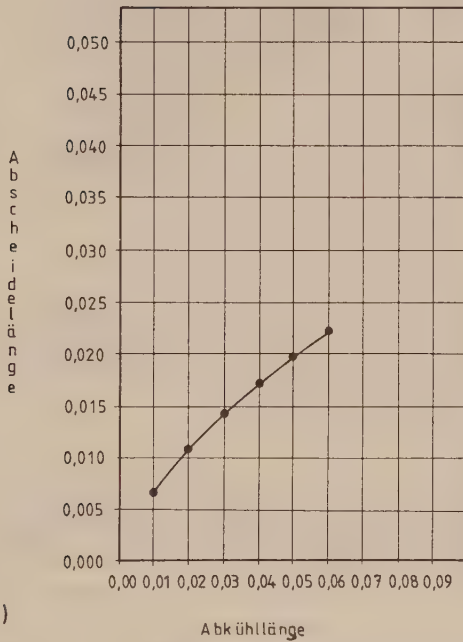
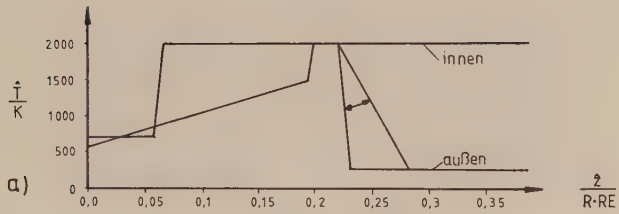


Abb. V.11: Einfluß der Abkühllänge auf die Abscheidelänge (b) bei Variation der Abkühllänge in den in (a) gezeigten Grenzen.

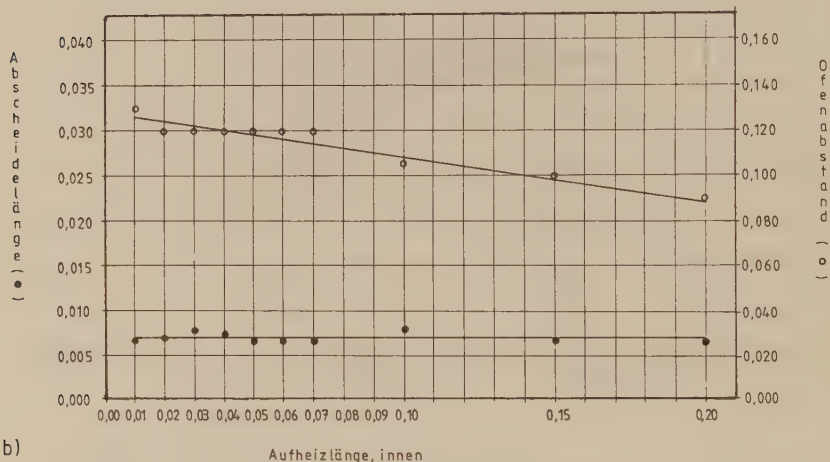
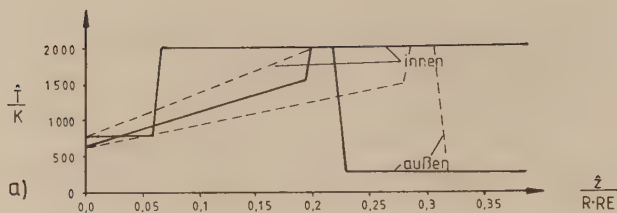


Abb. V.12: Einfluß der Aufheizlänge, innen auf die Abscheidelänge und den notwendigen Ofenabstand für minimale Abscheidelängen (b) und die zugrunde gelegten Temperaturprofilgrenzen (a).

V.4.5 Einfluß der Vorheizlänge, außen l_v

Eine Variation der Vorheizlänge führt zu den in Abb. V.14 b gezeigten Ergebnissen bei den Wandtemperaturprofilgrenzen aus Abb. V.14 a. Die Abscheidelänge zeigt ein breites Minimum um eine Vorheizlänge von $l_v=0,2$ (Referenzfall). Der Ofenabstand zeigt umgekehrtes Verhalten. Die Abscheidung bei kurzen Vor-

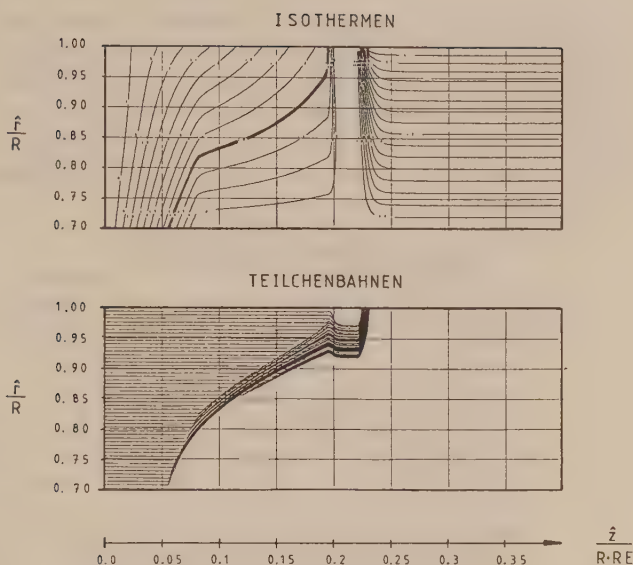


Abb. V.13: Unveränderte Abscheidelänge bei hohen inneren Aufheizlängen z.B. $l_{1a}=0,07$.

heizlängen zeigt Abb. V.15 ($l_v=0,02$), für lange Vorheizlängen Abb. V.16 ($l_v=0,295$).

Kurze Vorheizlängen bedeuten ein spätes Einsetzen der Aufheizung des Außenrohres. Nach Erreichen der maximalen Innenwandtemperatur stellt sich zwischen den Rohrwänden eine konstante Temperaturverteilung ein, aufgrund derer nur ein bestimmter Teil des Gases in der Nähe der Innenwand zur Reaktion gebracht wird. Erst durch den Anstieg der Außenwandtemperatur wird die Umsetzung des restlichen Gases initiiert, so daß die Möglichkeit der Fokussierung der Teilchenbahnen zwischen den beiden Öfen verloren geht. Zur Aufrechterhaltung der Wandtemperaturprofile wäre außerdem eine Kühlung der Außenwand im Bereich der Vorheizlänge erforderlich, da die heiße Innenwand durch Strahlung die Außenwand ebenfalls aufheizt.

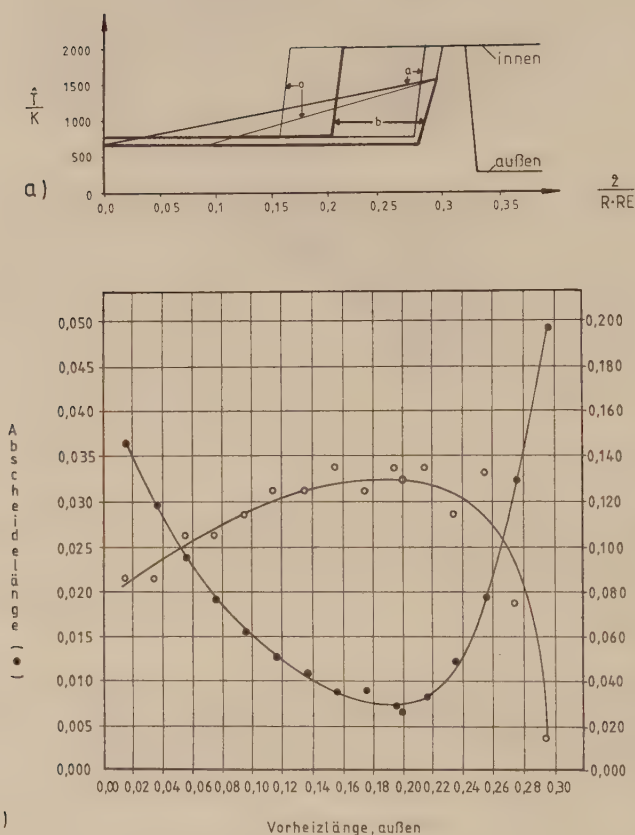


Abb. V.14: Einfluß der Vorheizlänge auf die minimierte Abscheidelänge und den zugehörigen Offenabstand (b) bei Variation der Temperaturprofile in den Grenzen (a). Die Profile a ergeben sich für die kleinste untersuchte Vorheizlänge, die Profile b für die größte. Die Profile o gehören zu dem Referenzfall (Abb.V.3). Der Offenabstand ist dann maximal.

Große Vorheizlängen führen zu langsamer Aufheizung und damit zu nur geringen Temperaturunterschieden im Strömungsquerschnitt. Nach Überschreiten der Reaktionstemperatur reichen die geringen Temperaturunterschiede nicht zur effektiven Fokussierung der Partikelbahnen aus und insbesondere nicht zur Verdrängung der Teilchen von der Depositionsrohrwand.

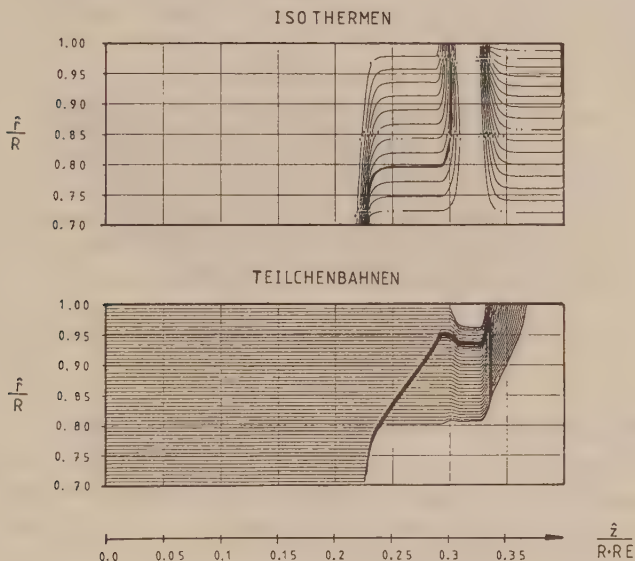


Abb. V.15: Abscheidung bei kurzen Vorheizlängen.

Innen- und Außenofen müssen dichter zusammengeführt werden, was die Möglichkeit zur Fokussierung weiter verschlechtert.

Das breite Minimum in der Abhängigkeit der Abscheidelänge von der Vorheizlänge läßt wiederum Spielraum für die konstruktive Ausführung des Außenofens.

V.4.6 Einfluß der Vorheiztemperatur T_v

Der Anstieg der Außenwandtemperatur von der Vorheiztemperatur T_v auf die Maximaltemperatur $T_{s_{max}}$ wurde bisher auf einem

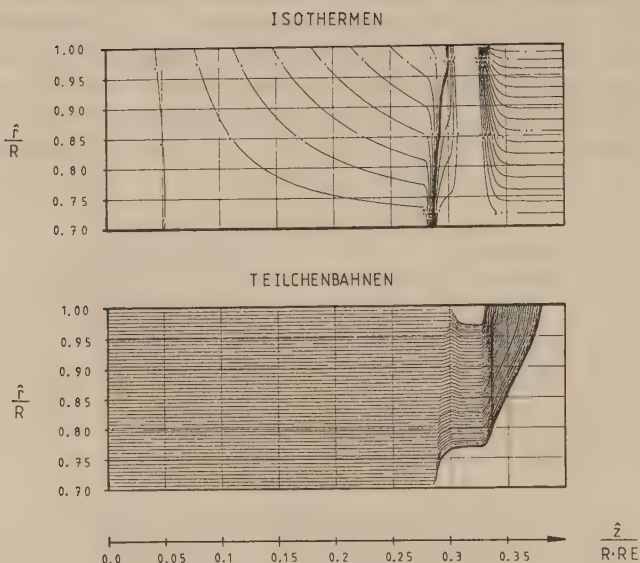


Abb. V.16: Abscheidung bei großen Vorheizlängen.

willkürlichen Wert festgehalten. Dieser Wert ergibt sich bei Voraussetzung maximaler Steigung gemäß Kap.IV.2. Bei Variation der Vorheiztemperatur verändert sich somit die minimal zulässige Aufheizlänge l_a .

Abb. V.17 a und b zeigen die Entwicklung der minimalen Abscheidelänge bei Variation der Vorheiztemperatur bei zugehöriger minimaler Aufheizlänge sowie die zugehörigen Ofenabstände und Wandtemperaturprofilgrenzen. Die Abscheidelänge sinkt mit zunehmender Vorheiztemperatur solange die Reaktionstemperatur nicht überschritten wird. Gleichzeitig steigt der Ofenabstand. Die Strecke, über die die Teilchenbahnen zusammengeführt werden, wird länger. Bei Überschreiten der Reaktionstemperatur ist eine Fokussierung durch frühzeitiges Aufheizen der Innenwand nicht mehr möglich, der Ofenabstand sinkt auf Null, die Abscheidelänge erhöht sich drastisch.

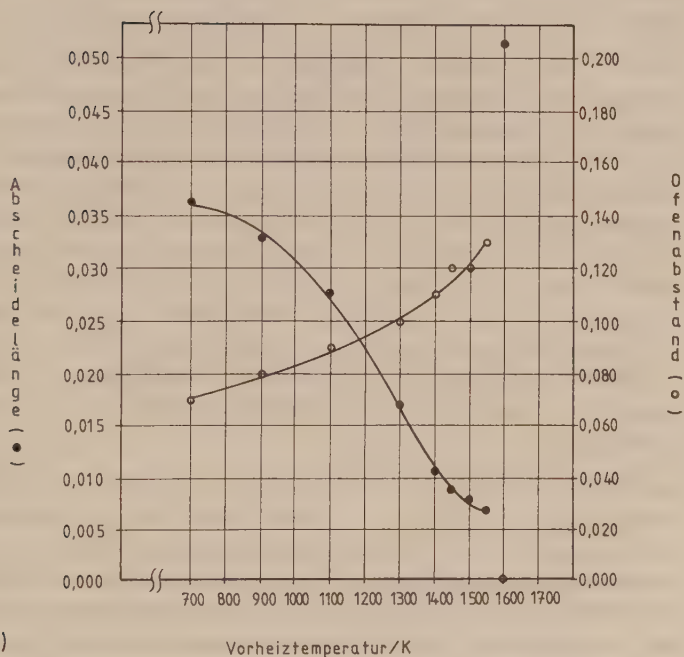
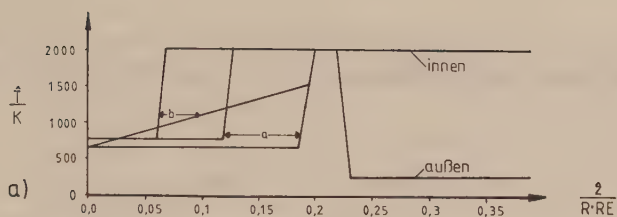


Abb. V.17: Abhängigkeit der minimalen Abscheidelänge und der zugehörigen Ofenlänge von der Vorheiztemperatur (b) und zugrunde gelegte Temperaturprofilgrenzen (a). Die Profile a ergeben sich bei einer Vorheiztemperatur von 700 K, die Profile b bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K.

Die Wahl einer Vorheiztemperatur knapp unter der Reaktions-temperatur ist jedoch nicht unproblematisch, wie im folgenden gezeigt wird.

V.4.7 Einfluß der Aufheizlänge, außen l_a

Für verschiedene Vorheiztemperaturen ist ausgehend von der jeweiligen minimalen Aufheizlänge diese erhöht und die zugehörige minimale Abscheidelänge ermittelt worden. Das Ergebnis ist in den Abb. V.18 a und b wiedergegeben.

Solange der Temperaturgradient an der Außenwand über der Aufheizlänge ausreicht, um die dort gebildeten und von der Innenwand kommenden Partikel in die Spaltmitte abzulenken, bleibt die Abscheidelänge unverändert auf dem zu jeder Vorheiztemperatur gehörigen Minimalwert. Wird der Temperaturgradient zu gering, d. h. die Aufheizlänge zu groß, steigt die Abscheidelänge drastisch auf einen für alle Vorheizlängen nahezu identischen Wert an. Die Abscheideverhältnisse sind dann ähnlich denen für große Vorheizlängen. Abscheidung bei zu großen Aufheizlängen und einer Vorheiztemperatur von $T_v=1550$ K zeigt Abb. V.19 ($l_a=0,08$). Bei minimaler Aufheizlänge und gleicher Vorheiztemperatur ergibt sich der Referenzfall.

Die Variationsbreite der Aufheizlänge, bei der die minimale Abscheidelänge unverändert bleibt, nimmt mit steigender Vorheiztemperatur ab. Das wird besonders deutlich an der für $T_v=700$ K notwendigen Unterbrechung der Skalierung. Die optimale Abscheidung für $T_v=1550$ K ist nur in einem engen Bereich der Aufheizlänge möglich. Es wird daher sinnvoll sein, mit geringfügig größerer Abscheidelänge und niedrigerer Vorheiztemperatur im Gebiet größerer Stabilität zu arbeiten.

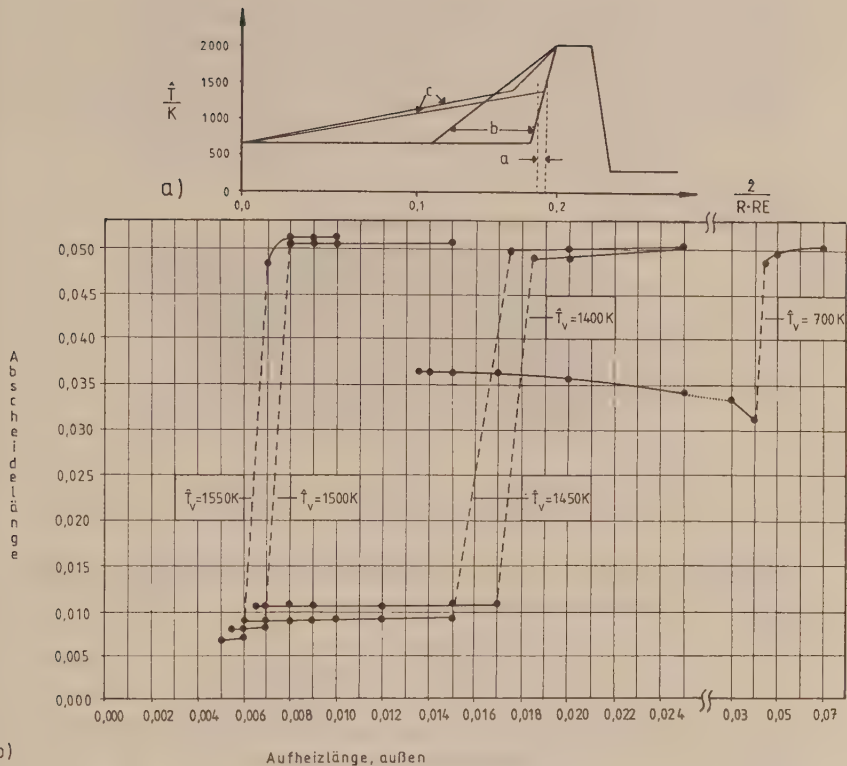


Abb. V. 18: Einfluß der Aufheizlänge, außen auf die minimierte Abscheidelänge (b) für verschiedene Vorheiztemperaturen. Die Grenzen der untersuchten Aufheizlängen zeigt Abb. V.18 a bei Vorheiztemperaturen von 1550 K (a) (es ist nur der Variationsbereich des Stützpunktes der Vorheiztemperatur angedeutet), 700 K (b) und 1400 K (c).

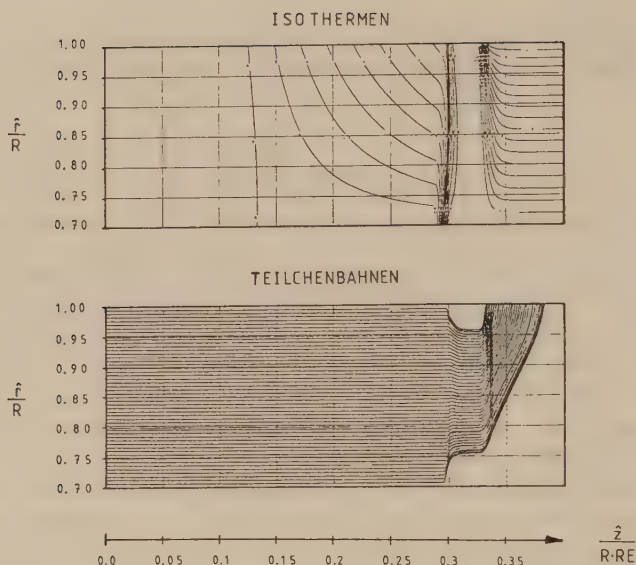


Abb. V.19: Vergrößerung der Abscheidelänge bei zu hoher Aufheizlänge, außen.

V.4.8 Einfluß der Maximaltemperatur, innen $T_{i,max}$

Durch Erhöhen der maximalen Innentemperatur steigt die Temperaturdifferenz zur Außenwand in der Abscheidezone an. Eine Abnahme der minimalen Abscheidelänge wäre zu erwarten. Es zeigt sich jedoch, daß der Einfluß, den der höhere Temperaturgradient während der Teilchenentstehung ausübt, von bedeutsamerem Einfluß ist. Um vorzeitiges Abscheiden von Teilchen zu verhindern, muß der Ofenabstand herabgesetzt werden. Die Partikelbahnen lassen sich weniger gut fokussieren.

In Tabelle V.1 sind die erzielten minimalen Abscheidelängen und Ofenabstände für die beiden Grenzwerte der Vorheiztemperatur ($T_v=1550$ K und $T_v=700$ K) bei unterschiedlichen maximalen Innentemperaturen zusammengestellt. Abb. V.19 a - d

zeigt für verschiedene maximale Innentemperaturen die optimierten Teilchenbahnen und Isothermen. Es zeigt sich, daß die Erhöhung wie auch die Absenkung der Innentemperatur die Abscheidung verschlechtert, wenn die Vorheiztemperatur gerade unterhalb der Reaktionstemperatur liegt. Der notwendige Ofenabstand verringert sich hierbei mit der Temperaturerhöhung.

T_{max}	1900 K	2000 K	2100 K	2200 K
Abscheidelänge für				
$T_v = 1550 \text{ K}$	0,0124	0,0067	0,0165	0,0480
$T_v = 700 \text{ K}$	0,0434	0,0363	0,0310	0,0275
Ofenabstand für				
$T_v = 1550 \text{ K}$	0,165	0,140	0,100	0,020
$T_v = 700 \text{ K}$	0,080	0,080	0,080	0,070

Tabelle V.1: Minimierte Abscheidelängen und Ofenabstände für ein Radienverhältnis von $RI=0,7$ bei unterschiedlichen Vorheiztemperaturen T_v und maximalen Innenwandtemperaturen T_{max} .

Wird eine Vorheiztemperatur von 700 K gewählt, ist der Einfluß der Innentemperatur im Bereich der Partikelerzeugung nicht so groß. Infolgedessen sinkt jetzt die erzielte Abscheidelänge erwartungsgemäß mit steigender Innenwandtemperatur. Die Ofenabstände bleiben nahezu konstant. Die Abscheidelängen liegen bis zu einer Innenwandtemperatur von 2100 K jedoch deutlich über denen, die sich mit einer Vorheiztemperatur von 1550 K ergaben. Für höhere Innenwandtemperaturen ist eine geringere Vorheiztemperatur vorteilhaft.

Zur genauen Ermittlung günstiger Abscheidebedingungen wären weitere Variationen von Vorheiz- und maximaler Innenwandtemperaturen erforderlich. Dieses ist aufgrund der Parameterfülle jedoch erst nach Kenntnis der Wandtemperaturprofile realisierbarer Öfen sinnvoll.

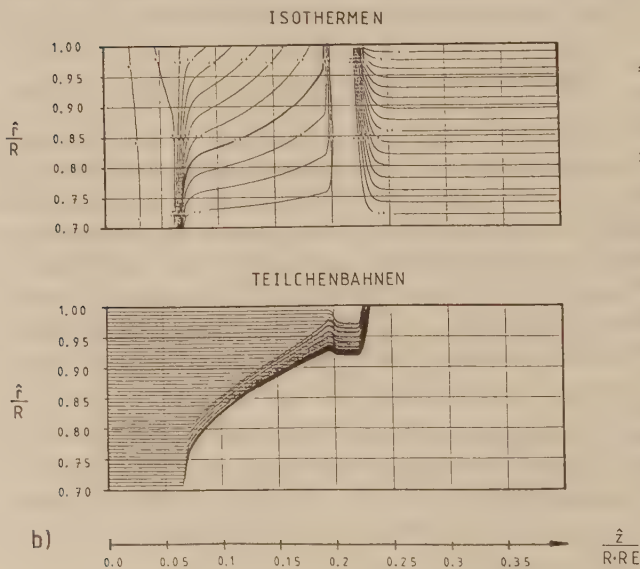
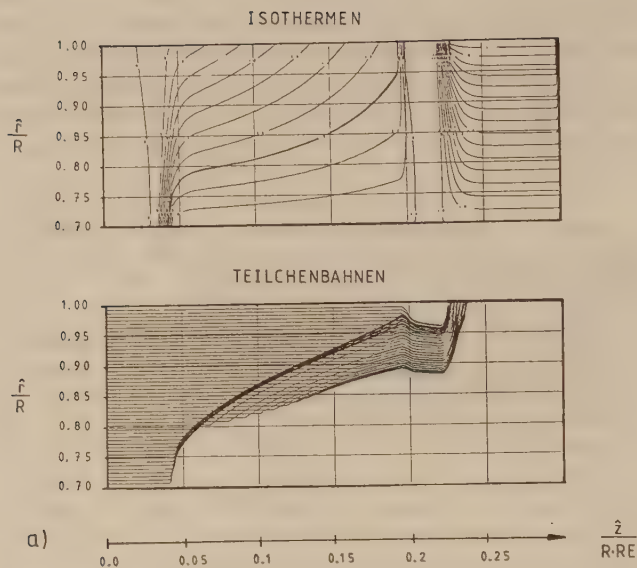
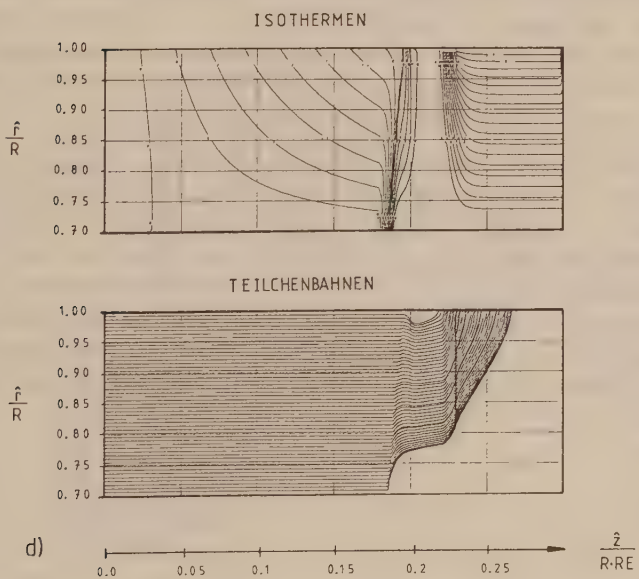
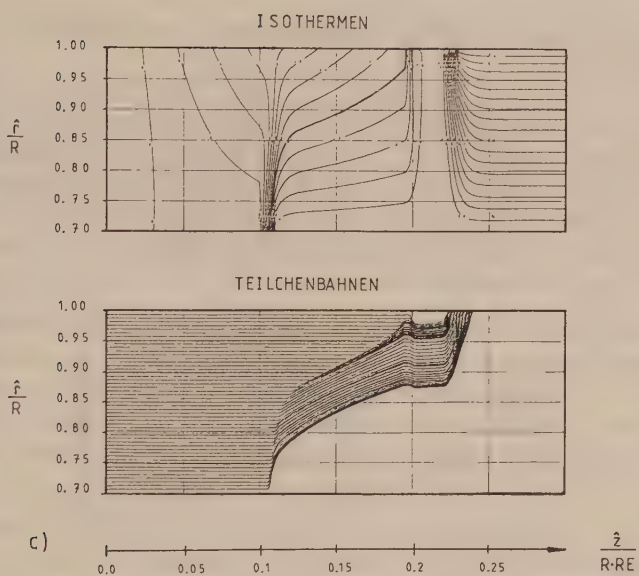


Abb V.20: Teilchenbahnen und Isothermen für minimierte Abscheidelängen bei einer Vorheiztemperatur von 1550 und verschiedenen maximalen Innentemperaturen:

$T_{max}=1900$ K (a)
 $T_{max}=2000$ K (b)
 $T_{max}=2100$ K (c)
 $T_{max}=2200$ K (d)



V.5 Abscheidung bei Radienverhältnissen von $RI=0,8$ und $RI=0,9$

Die Erhöhung des Radienverhältnisses RI bedeutet eine Abnahme der relativen Spaltbreite. Durch Änderungen in der Temperaturverteilung auf einer der beiden Rohrwände wird die Strömung nahe der gegenüberliegenden Wand in steigendem Maße mitbeeinflusst. Dies führt zu Schwierigkeiten bei der Fokussierung von Partikelbahnen.

Für ein Radienverhältnis von $RI=0,8$ ergaben sich geringere Abscheidelängen mit einer Vorheiztemperatur von 700 K verglichen mit denen bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K (Tabelle V.2). Sie sind auch größtenteils kleiner als bei einem Radienverhältnis von $RI=0,7$. Die Abscheidung für $T_{\text{max}}=2000$ K, $T_v=700$ K und $RI=0,8$ zeigt Abb. V.21 a.

Mit einem Radienverhältnis von $RI=0,9$ ist die Teilchenabscheidung nur für eine maximale Innenwandtemperatur von 2000 K möglich. Hier müssen die Partikel auf beiden Wänden nahezu gleichzeitig gebildet werden, um vorzeitige Abscheidung oder Abscheidung auf der Innenwand zu vermeiden. In Abb. V.21 b sind Teilchenbahnen und Isothermen bei einer Vorheiztemperatur von 700 K gezeigt.

Für andere Innenwandtemperaturen ist es nicht möglich, die Teilchen zwischen den beiden Öfen zu führen. Entweder überwiegt der Außenofen und es scheiden sich Teilchen auf der Innenwand ab (Abb. V.22 a, $T_{\text{max}}=2100$ K). Oder es wird, um dies zu vermeiden, der Innenbrenner stromauf verschoben. Dann scheiden sich Partikel noch in der Heißzone des Außenofens ab (Abb. V.22 b, zugehörige Temperaturprofile Abb. V.22 c). Diese können nicht mehr kontrolliert gesintert werden bzw. verdampfen bei den hohen Temperaturen.

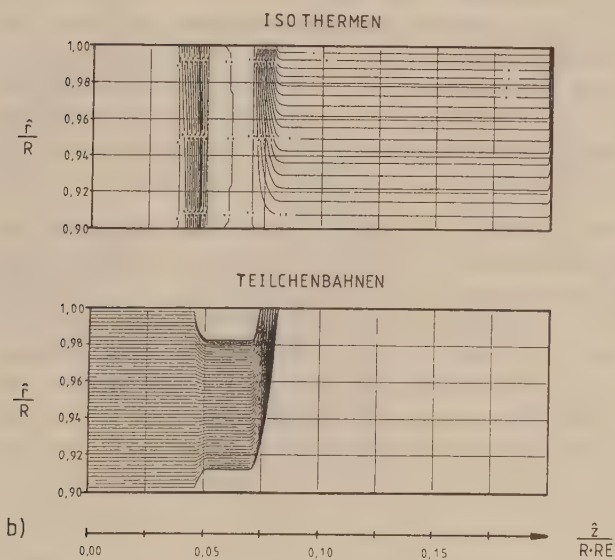
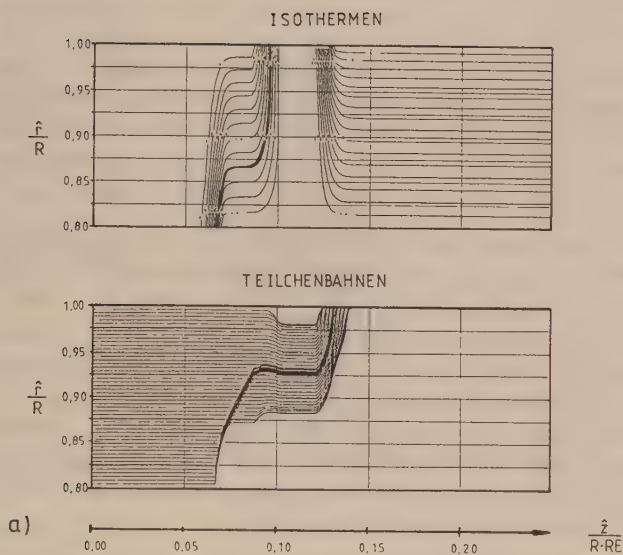


Abb. V.21 Optimierte Teilchenbahnen und Isothermen für die Radienverhältnisse $RI=0,8$ (a) und $RI=0,9$ (b) bei einer maximalen Innentemperatur von 2000 K und einer Vorheiztemperatur von 700 K.

V.6 Abscheidung bei unterschiedlichen Radianverhältnissen im Überblick

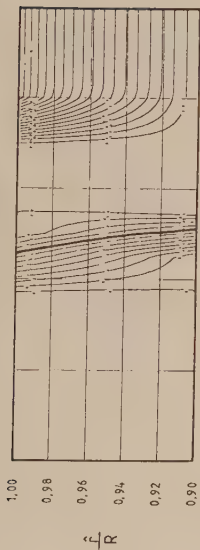
Mit abnehmendem Radianverhältnis nimmt auch der Einfluß der Temperaturverteilung einer Wand auf die Strömung nahe der anderen Wand ab. Außerdem erhöht sich der mittlere Abstand der Partikel von ihrem Entstehungsort bis zur Depositionsrohrwand. Die Teilchenbahnen werden schlechter fokussierbar.

Tabelle V.2 gibt einen Gesamtüberblick über erzielte Abscheidelängen bei Vorheiztemperaturen von 1550 K und 700 K sowie maximalen Innenwandtemperaturen von 1900 K, 2000 K, 2100 K und 2200 K. Bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K ergeben sich sowohl bei festgehaltener maximaler Innenwandtemperatur und veränderlichem Radianverhältnis als auch bei festem Radianverhältnis und Änderung der Innenwandtemperatur jeweils kleinste Werte für die Abscheidelänge. Die Lage dieser Minima verschiebt sich mit steigender Innenwandtemperatur zu niedrigeren Werten für die Radianverhältnisse.

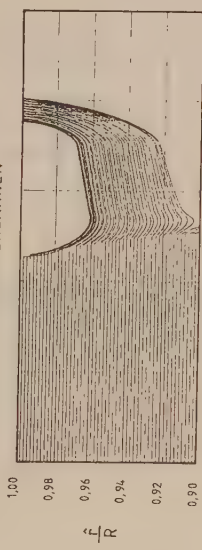
Beträgt die Vorheiztemperatur 700 K, fallen die Abscheidelängen stets mit zunehmender Innentemperatur. Sie sind für große Radianverhältnisse und hohe Innentemperaturen geringer als bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K. Da im Falle $RI=0,6$ und $T_{1max}=2200$ K die Abscheidung bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K bereits günstiger ist, ist die Abscheidung für geringere Innenwandtemperaturen und Radianverhältnisse für eine Vorheiztemperatur von 700 K nicht mehr untersucht worden.

Für kleine Radianverhältnisse werden nicht nur die Abscheidelängen zu groß, es nehmen auch die Ofenabstände zu. Abb. V.22 zeigt die Abscheidung für $RI=0,3$ und $T_{1max}=2000$ K. Der Ofenabstand beträgt bereits das mehr als achtfache des Abstandes für $RI=0,7$ und $T_{1max}=2000$ K. Das bedeutet bei einer dimensionsbehafteten Abscheidelänge von nur 5 cm einen Ofenabstand von 1,3 m, was für praktische Ausführungen zu hoch ist. Kleine Radianverhältnisse können daher außer Acht gelassen werden.

ISOTHERMEN



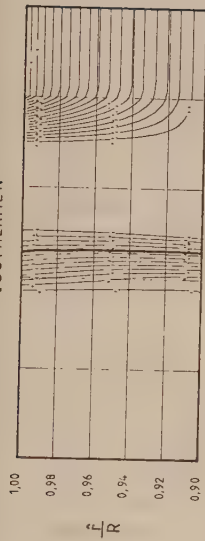
TEILCHENBAHNEN



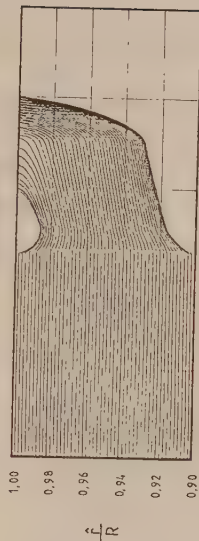
a)



ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN



b)



c)

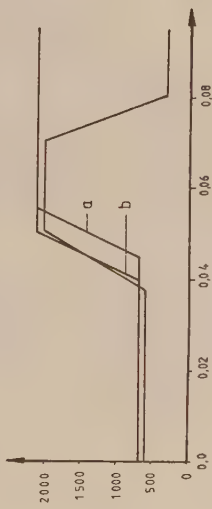


Abb. V.22: Innenabscheidung (a) oder vorzeitige Abscheidung (b) bei einem Radienverhältnis von $RI=0,9$ und einer maximalen Innenwandtemperatur von $T_{max}=2100K$. In (c) sind die zugehörigen Temperaturprofile auf der Innenwand gezeigt.

RI	$T_v = 1550 \text{ K}$				$T_v = 700 \text{ K}$		
	$T_{\max} / \text{K}$				$T_{\max} / \text{K}$		
	1900	2000	2100	2200	2000	2100	2200
0,9	(*)	0,008	(*)	(*)	0,008	(*)	(*)
0,8	0,026	0,024	0,023	0,023	0,016	0,011	0,011
0,7	0,012	0,007	0,017	0,048	0,036	0,031	0,028
0,6	0,018	0,009	0,009	0,023	--	--	0,041
0,5	0,041	0,019	0,011	0,013	--	--	--
0,4	0,074	0,048	0,048	0,032	--	--	--
0,3	0,125	0,085	0,064	0,070	--	--	--

Tab. V.2: Übersicht über minimierte Abscheidelängen für unterschiedliche Radienverhältnisse RI für zwei Vorheiztemperaturen T_v und verschiedene maximale Innenwandtemperaturen $T_{\max}$. Mit $RI=0,9$ war eine stabile Abscheidung nur für eine maximale Innentemperatur von $T_{\max}=2000 \text{ K}$ möglich (*). Da Abscheidung mit einer Vorheiztemperatur von $T_v=1550 \text{ K}$ für kleine Radienverhältnisse der Abscheidung mit einer Vorheiztemperatur von $T_v=700 \text{ K}$ deutlich überlegen war, wurden diese Fälle nicht untersucht (--).

Die geringste Abscheidelänge wird für $RI=0,7$ und $T_{\max}=2000 \text{ K}$ erreicht. Zur Beurteilung der Abscheidung reicht die Betrachtung der Abscheidelänge jedoch nicht aus. Um hohe Abscheideraten zu erhalten, müssen hohe Massenströme möglich sein.

Analog der Diskussion zum Standard Verfahren kann eine Entcheidung anhand des Abscheideparameters getroffen werden. Er leitet sich wiederum aus der eingesetzten Menge SiO_2 ab (vergl. Kap.IV.2):

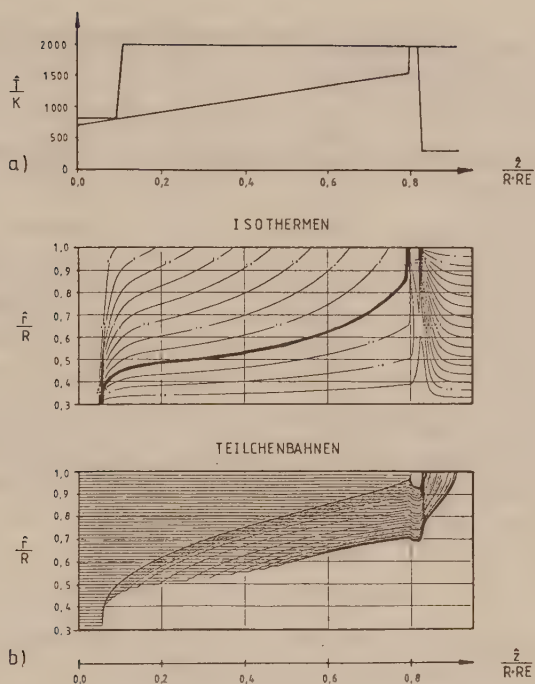


Abb. V.23: Wandtemperaturprofil (a), Teilchenbahnen und Isothermen (b) für die minimierte Abscheidelänge bei einem Radienverhältnis von $RI=0,3$ ($T_{i\max}=2000$ K und $T_v=1550$ K)

$$\dot{M}_{Ab} = \frac{2}{3} c_o \rho_o u_o R^2 \pi (1-RI^2) EFC \quad (Gl. V.1)$$

$$\text{mit } EFC = 1, \quad Re = \frac{\rho_o u_o R}{\mu_o} \quad \text{und} \quad \Delta x_D = \frac{\Delta x_D}{R \cdot Re}$$

wird

$$\dot{M}_{Ab} = \frac{4}{3} C \frac{(1-RI^2)}{\Delta x_D} \quad (Gl. V.2)$$

$$\text{mit } C = \frac{\pi}{2} c_o \mu_o \Delta x_D \quad (\text{vergl. Kap.IV.2})$$

Aus der Definition des Abscheideparameters ergibt sich dann:

$$P_{Ab} := \frac{\dot{M}_{Ab}}{C} = \frac{4}{3} \frac{(1-RI^2)}{\Delta x_D}$$

Das Ergebnis für die Abscheidung im Doppelrohrverfahren zeigt Tabelle V.3.

RI	$T_v = 1550 \text{ K}$				$T_v = 700 \text{ K}$		
	T_{imax} / K				T_{imax} / K		
	1900	2000	2100	2200	2000	2100	2200
0,9	(*)	31,3	(*)	(*)	31,3	(*)	(*)
0,8	18,8	20,1	21,2	21,8	30,4	42,5	46,2
0,7	54,8	101,5	41,2	14,2	18,7	21,9	24,7
0,6	47,1	90,8	92,8	37,6	--	--	20,9
0,5	24,7	54,1	89,3	76,3	--	--	--
0,4	15,1	23,2	23,3	34,8	--	--	--
0,3	9,7	14,4	19,0	17,3	--	--	--

Tab. V.3: Übersicht über berechnete Abscheideparameter nach den Werten der Tabelle V.2.

Es läßt sich ein für den Doppelrohrprozeß interessanter Arbeitsbereich bei einer Vorheiztemperatur von 1550 K und einer maximalen Innenwandtemperatur von 2000 K erkennen für die Radienverhältnisse $RI=0,7$ und $RI=0,6$, sowie bei einer maximalen Innenwandtemperatur von 2100 K und den Radienverhältnissen $RI=0,6$ und $RI=0,5$. Der höchste gefundene Abscheideparameter stellt sich für $RI=0,7$ und $T_{imax}=2000 \text{ K}$ ein.

Zum Vergleich sind günstige Abscheideparameter des Standard MCVD-Verfahrens für Effizienzen von 60 % ($P_{Ab}=3$) und 30 % ($P_{Ab}=25$) in Tabelle V.4 mit angegeben, in welcher für typische Werte der Konstanten C und dimensionsbehafteten Abscheidelängen von 5 cm bzw 10 cm Abscheideraten zusammengestellt sind. Die Werte für das Standard MCVD-Verfahren liegen weit unterhalb derer, die mit dem Doppelrohrprozeß möglich sind.

RI	$\frac{T_{\max}}{K}$	P_{Ab}	$\dot{M}_{SiO_2} / (g/min)$	
			(a)	(b)
0,7	2000	101,5	4,9	9,8
0,6	2000	90,8	4,4	8,8
0,6	2100	92,8	4,5	9,0
0,5	2100	89,3	4,3	8,6
Standard Verfahren:				
Effizienz 60 %		3,0	0,1	0,2
Effizienz 30 %		25,0	1,2	2,4

Tab. V.4: Abscheideparameter (P_{Ab}) und Abscheideraten ($\dot{M}_{SiO_2}$) für günstige Abscheidebedingungen im Doppelrohrverfahren für zwei vorgegebene dimensionsbehaftete Abscheidelängen von (a) 5 cm und (b) 10 cm.

V.7 Einfluß der Prandtl Zahl und des Auftriebes

Zur Untersuchung des Einflusses von Prandtl Zahl und Auftrieb, letzteres nur für die günstigere Abwärtsströmung, ist die Vorheiztemperatur auf 1450 K abgesenkt worden, um bei Variation der Parameter nicht den engen Bereich minimaler Abscheidelänge, wie er sich für $T_v=1550$ K bezüglich der Aufheizlänge ergab, zu verlassen. Auch bei einer Vorheiztemperatur von 1450 K ergibt sich noch ein guter Wert für die Abscheidelänge ($\Delta x_D=0,0084$) und den Abscheideparameter ($P_{Ab}=81$).

Bei Abwärtsströmung mit einem Verhältnis von Reynolds- zu Froude Zahl von 10^3 , welches weit über typischen Werten von $Re/Fr = 60$ für das Doppelrohrverfahren liegt (vergl. Kap IV.5), ergibt sich eine vernachlässigbare Abnahme der Abscheidelänge von 0,0084 auf 0,0082. Die Teilchenbahnen und Isothermen sind nahezu identisch mit denen des Grundfalls. Die Strömung in dem relativ engen Ringspalt wird also von der aufgeprägten Temperaturverteilungen dominiert, der Auftriebs- einfluß bleibt unbedeutend. Erst bei einem Radienverhältnis

von $RI=0,3$ gewinnt der Auftrieb an Einfluß. Die Abscheidelänge fällt von 0,085 auf 0,072 für Abwärtsströmung.

Einen ebenfalls vernachlässigbaren Einfluß hat die Prandtl Zahl. Im Vergleich zum Grundfall mit $Pr=0,7$ und $\Delta x_D=0,0084$ ergeben sich für $Pr=0,8$ und $Pr=0,6$ Abscheidelängen von 0,0084 und 0,0089.

Der Doppelrohrprozeß ist also nach Optimierung der Wandtemperaturverteilungen unempfindlich gegenüber Schwankungen anderer Prozeßparameter.

V.8 Abscheidung auf dem Innenrohr

Im Rahmen einer Diplomarbeit von Overhoff (37) wurde analog zur Außenabscheidung die Abscheidung auf dem Innenrohr untersucht. Die zugrunde gelegten schematisierten Wandtemperaturprofile waren dieselben, wobei die Außen- und Innenwandprofile auf der jeweils anderen Wand anzunehmen waren.

Der Einfluß der Profilparameter war derselbe für beide Abscheidungsalternativen. Die minimierten Abscheidelängen sind jedoch für die Außenabscheidung geringfügig günstiger. Tabelle V.5 zeigt beide Fälle im Vergleich bei einer maximalen Temperatur von 2000 K auf jener Rohrwand, auf der keine Abscheidung erfolgen sollte.

Der einzige Unterschied zwischen beiden Abscheidungsalternativen resultiert aus der Lage des Geschwindigkeitsmaximums, das aus der Ringspaltmitte mit abnehmendem Radienverhältnis zunehmend zur Innenwand verlagert ist. Die mittlere Geschwindigkeit der Partikel in der Heißzone ist daher bei der Innenabscheidung etwas höher, die Partikelbahnen werden in der Heißzone weiter auseinander getrieben. Ein ähnlicher Effekt ist bei der Untersuchung des Einflusses sehr großer Ofenlängen (Kap.V.4.2) zu beobachten.

Für große Radienverhältnisse wären nahezu identische Ergebnisse zu erwarten. Mit abnehmendem Radienverhältnis sollten die Ergebnisse zugunsten der Außenabscheidung auseinander laufen.

RI	Innenabscheidung	Außenabscheidung
0,8	0,015	0,016
0,7	0,007	0,007
0,6	0,013	0,009
0,5	0,028	0,019
0,4	0,049	0,048
0,3	0,094	0,085

Tab. V.5: Vergleich minimierter Abscheidelängen für Innen- und Außenabscheidung bei unterschiedlichen Radienverhältnissen (RI) und einer maximalen Innenwandtemperatur von 2000 K.

Diese Entwicklung verläuft für kleine Radienverhältnisse nicht kontinuierlich. Der Grund hierfür ist die abnehmende Genauigkeit der Berechnung der Abscheidelänge, wenn die Länge des Berechnungsgebietes mit fallendem Radienverhältnis zunimmt (vergl. Abb. V.23 für $RI=0,3$) und die Stützpunkanzahl für die Berechnung aus Gründen hoher Rechenzeiten nicht in gleichem Maße erhöht wird.

V.9 Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen

Die Abscheidung aus einem Ringspalt wurde theoretisch von Weinberg (9) behandelt. Er zeigte die Möglichkeit vollständiger Abscheidung für eine vollentwickelte, inkompressibele Ringspaltströmung mit jeweils konstanten Temperaturen auf Außen- und Innenrohrwand und konstanter Eintrittstemperatur. Vollständige Abscheidung wurde mit zunehmendem Temperaturunterschied zwischen beiden Wänden über kleiner werdende Abscheidelängen erreicht wie auch für wachsende Radienverhältnisse. Mit typischen Prozeßdaten und einer thermophoretischen Konstanten von 0,9 erhält er Abscheidelängen von 2 cm bei einem Radienverhältnis von $RI=0,5$ und einer um den Faktor

11 höheren Innen- wie Außenwandtemperatur. Bei einer Außenwandtemperatur von 300 K, welche der angenommenen Minimaltemperatur hier entspricht, ist somit eine Innenwandtemperatur von 3300 K erforderlich.

Eine Erhöhung der Abscheideeffizienz erzielte Sandoz et. al. experimentell (6) durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff und einem Heizstab, der vom Gasaustritt in die Heißzone reichte. Er erhielt damit eine Umlenkung der Strömung aus achsnahen Bereichen zur Rohrwand und Erhöhung des Temperaturgradienten. Die Temperatur des glasummantelten Heizstabes betrug etwa 1700 K. Die Effizienz stieg von 57 % bei normaler Abscheidung auf 87 % bei zusätzlicher Stickstoffkühlung und auf 93 % bei Stickstoffkühlung mit zusätzlichem Heizelement. Die Abscheiderate erhöhte sich von 0,07 g/min auf 0,107 g/min bzw. auf 0,113 g/min.

Ein analoger Aufbau, in dem das Heizelement jedoch vom Gas-eintritt aus in die Kühlzone reichte, wurde von Siegfried (8) vorgeschlagen. Die Heizelementtemperaturen lagen zwischen 800 K und 1600 K, die gemessenen Effizienzen zwischen 30 % und 55 % und die Abscheideraten zwischen 0,32 g/min und 0,58 g/min. Für Heizelemente, die über die Kühlzone hinaus reichten, erhielt er zu große Abscheidelängen und verzichtete daher auf höhere Effizienzen.

Mit einem stationären, sich über die gesamte Depositionsrohr-länge erstreckenden Heizelement versuchte Buehl (7) die Abscheidung zu verstärken. Heizelementtemperaturen von 1100 K waren ausreichend, um die Effizienz zu erhöhen. Vollständige Abscheidung war bei höheren, nicht genannten Temperaturen erreichbar. Die Abscheidelängen waren jedoch derart groß, daß Vorschläge zum Ausgleich der dadurch bedingten Schichtdickenvariation diskutiert wurden. So sollte die Heizelementtemperatur stromab abnehmen, wodurch die Effizienz ebenfalls abnahm. Hiermit nahm der Schichtdickenzuwachs in Bereichen, in denen bereits vom Beginn einer jeden Brennerfahrt an Teilchen abgeschieden wurden, ab.

Die von Weinberg in Aussicht gestellte vollständige Ab-

scheidung über sehr kurze Längen konnte bisher nicht realisiert werden. Das liegt, wie die hier gezeigten Untersuchungen ergaben, unter anderem an den zu geringen Temperaturen der zusätzlichen inneren Heizelemente. Ferner ist es erforderlich, die Teilchenerzeugung von der Innenwand her einzuleiten, was in keinem der Fälle vorgesehen war. Erst die genaue Kenntnis des Abscheideverhaltens ermöglicht die Konstruktion adäquater Heizelemente zur vollständigen Nutzung der Möglichkeiten der Abscheidung aus Ringspalten.

Die von Sandoz erzielte Verdrängung der Strömung durch das vom Gasaustritt aus eingeführte Heizelement kann unter kontrollierten Bedingungen, d. h. Vermeidung von Verwirbelungen und Durchmischung bei strömungsgünstiger Formgebung, die Teilchenbahnfokussierung unterstützen und die erforderlichen Innenwandtemperaturen herabsetzen, da ein Teil der zur Abscheidung notwendigen thermophoretischen Kräfte durch Konvektion ersetzt werden können. Die konstruktiven Anforderungen an die inneren Heizelemente sind damit entschärft.

V.10 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion

Die numerische Untersuchung des Doppelrohrverfahrens hat zur Ermittlung von Arbeitsbereichen geführt, in denen die einflußnehmenden Parameter in weiten Grenzen variiert werden können, ohne daß die Abscheidung wesentlich geändert wird. Solche Parameter waren die Breite des Außenofens, die Steilheit des Temperaturanstiegs auf der Innenwand, aber auch die Steilheit des Temperaturanstiegs auf der Außenwand bei zweigeteiltem Anstiegsprofil, wenn auch hier mit engeren Grenzen. Ebenso ergab sich ein eindeutiges Optimum für bestimmte Parameter, wie ein möglichst steiler Temperaturabfall in der Kühlzone, ein möglichst steiler Temperaturanstieg bis zur maximalen Außenwandtemperatur sowie eine optimale Höchsttemperatur auf der Innenwand, welche noch von Radienverhältnis abhängt. Die Justierung der beiden Heizelemente zueinander erfolgt durch Ermittlung des Umschlagpunktes zur vorzeitigen Abscheidung. Der Betrieb des Prozesses erfolgt in einem Bereich nahe dieses Punktes, in dem betriebsbedingte Schwan-

kungen zu keiner vorzeitigen Abscheidung führen können.

Die Abscheidung auf dem Innenrohr ist, was die Leistungsfähigkeit anbelangt, der Außenabscheidung gleichwertig. Problematisch ist nur die Entfernung des die Faserkernschichten tragenden Innenrohres, welches nicht aus Quarzglas sondern z. B. aus Graphit bestehen kann. Die Technik hierfür ist aus dem VAD- oder dem OVD-Verfahren bekannt. Da die Kernschichten im Gegensatz zu dem VAD- oder OVD-Verfahren bereits gesintert sind, kann das Außenrohr als Fasermantelmatrial auf das Kernmaterial aufgeschrumpft werden. Diese Technik (sleeving) wird bereits bei der Herstellung von Vorformen mit großem Kerndurchmesser angewandt. In diesem Fall entfällt das problematische Entfernen des Innenrohres aus dem beschichteten Außenrohr im Falle der Außenabscheidung bevor dies kollabiert wird. Statt dessen muß das beschichtete Graphitrohr aus einer es vollständig umschließenden Glasmatrix gelöst werden. Die günstigere Vorgehensweise kann nur durch das Experiment bestimmt werden.

Die hohen, selbst bei geringen dimensionsbehafteten Abscheidelängen erzielbaren Abscheideraten (9,8 g/min bei einer Abscheidelänge von 10 cm) weisen das Doppelrohrverfahren als konkurrenzfähig mit anderen Hochleistungsverfahren aus. Mit plasmaunterstützter Abscheidung wurden 7 g/min erzielt, mit dem VAD-Verfahren 4,5 g/min. Mit dem PCVD-Verfahren, dessen geringe Abscheidelängen ebenfalls etwa 10 cm betragen, wurden nur bis zu 2,5 g/min Abscheidung erreicht (vergl. Tabelle I.1).

Im Experiment zeichnet sich konstruktionsbedingt die Notwendigkeit kleiner Ofenabstände ab, damit die erforderliche Länge des Innenofens möglichst gering gehalten wird. Dies kann durch weiters Heraufsetzen der Aufheizlänge, innen erzielt werden. Dann bleibt jedoch zu untersuchen, inwieweit eine solche Aufheizlänge experimentell einstellbar ist. Ferner kann durch Variation der Vorheizlänge und Vorheiztemperatur, außen bei Vergrößerung der Abscheidelänge der Ofenabstand reduziert werden.

Es ist auch ein zweigeteilter Temperaturanstieg auf der Innenwand analog zum Außenwandtemperaturprofil denkbar. Vor der Entwicklung alternativer Wandtemperaturkonzepte wäre es jedoch erforderlich, näheres über die gegenseitige Beeinflussung der Temperaturverteilungen auf den beiden Rohrwänden zu wissen, um nicht realisierbare Konzepte auszuschließen.

Zuletzt könnte noch durch geeignete, lokale Erweiterung des Innrohres versucht werden, die Strömung gezielt auf die Außenwand zu lenken. Dies bringt jedoch erhebliche konstruktive Probleme mit sich, da nun nicht nur der innere Ofen im Innenrohr verfahren werden muß, sondern das gesamte Innenrohr relativ zu den Anschlüssen und Dichtungen.

VI Laserunterstützte Abscheidung

VI.1 Das Verfahrenskonzept (Abb. VI.1, folgende Seite)

Ausgangspunkt ist wiederum der Aufbau des Standard MCVD-Verfahrens. Es wird zusätzlich ein Laserstrahl koaxial durch das Depositionsrohr geführt. Das Intensitätsprofil der Strahlung soll einer Gaußverteilung entsprechen. Der Laserstrahl kann beliebig fokussiert oder aufgeweitet werden.

Zur Einkopplung der Laserenergie bestehen zwei Möglichkeiten:

- ein Additiv zum Trägergas absorbiert die Strahlung (Hintergrundgasabsorption)
- die Strahlung ist hinreichend langwellig, sodaß sie von den entstehenden Partikeln absorbiert wird (Partikelabsorption)

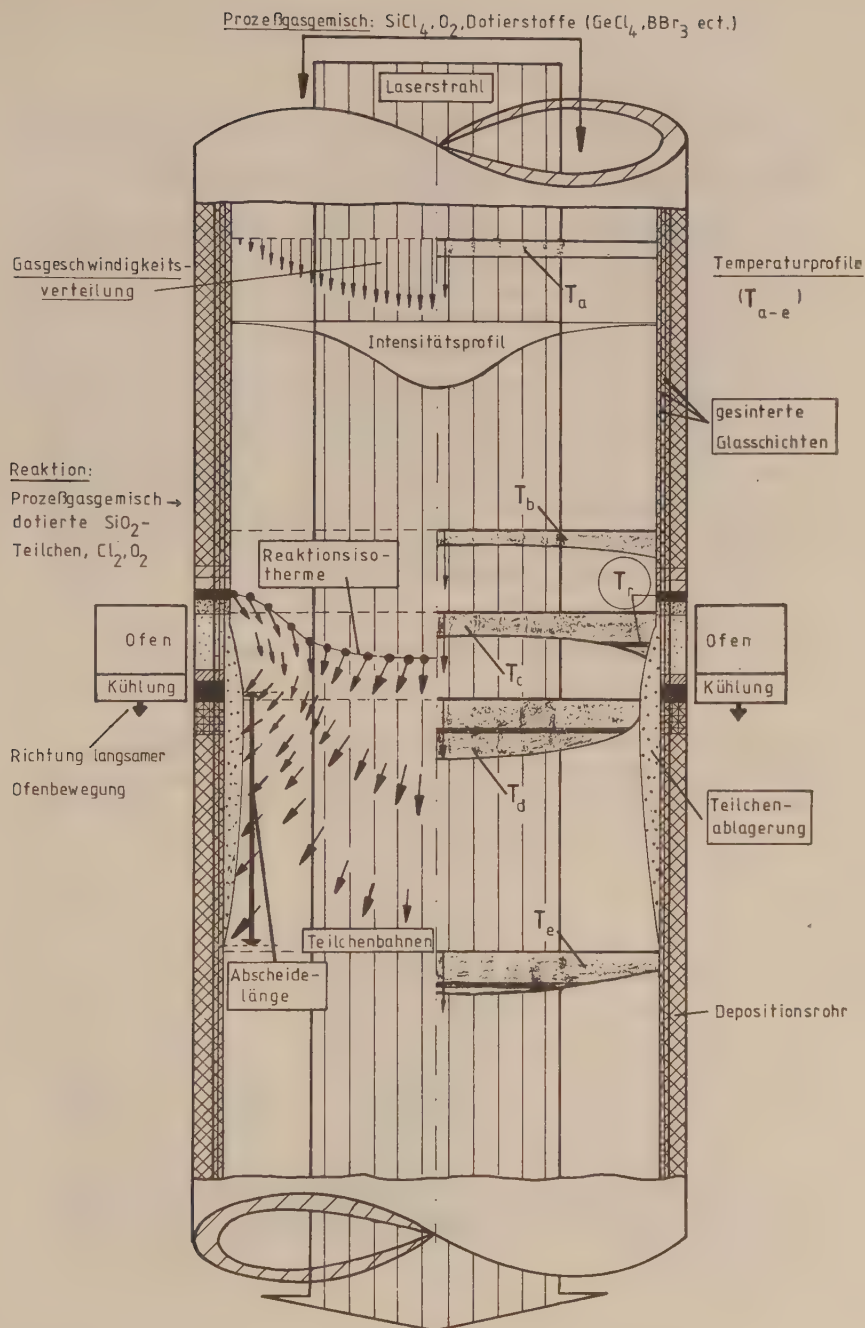
Im ersten Fall beginnt bei Eintritt des Prozeßgases in das Depositionsrohr eine kontinuierliche Energiezufuhr, durch die je nach Laserfokussierung die Temperatur insbesondere in der Rohrmitte angehoben wird. Dadurch besteht die Möglichkeit, die Abscheidung zu verstärken.

Im zweiten Fall beginnt die Energiezufuhr mit der Entstehung der Partikel. Die Reaktionsfront wandert daher schneller von der Rohrwand zur Achse, der Verlauf der Reaktionsisotherme erstreckt sich weniger weit stromab.

Durch den Brenner werden die entstandenen Teilchen in Richtung steigender Laserintensität gedrängt. Aufgrund der dort stark erhitzten Strömung wandern sie wieder auf die Wand zu. Es besteht somit ein Mechanismus zur Teilchenbahnfokussierung.

Im Bereich der Kühlzone gelangen die Teilchen verstärkt zur Abscheidung. Noch über die Kühlzone hinaus können Partikel abgeschieden werden, da ihre Anwesenheit stets mit Energiezufuhr verbunden bleibt, solange die Laserenergie nicht vollständig absorbiert ist.

Die Möglichkeiten und Grenzen beider Abscheideverfahren sollen im folgenden mit einem Schwerpunkt auf der Partikelabsorption untersucht werden.



LASER MCVD-PROZEß

Abb. VI. 1

VI.2 Absorption durch die Partikel

VI.2.1 Parameter der laserunterstützten Abscheidung

Bei der Herleitung der Differentialgleichungen für Absorption von Laserstrahlung ergaben sich drei zusätzliche Kenngrößen:

- der dimensionslose Laserradius RL
- die dimensionslose Laserenergiedichte Q
- die dimensionslose Absorptionsstärke A

Da die dimensionslose Laserenergiedichte Q wenig anschaulich ist, ist die Abscheidung in Abhängigkeit von der Parameterkombination $Q \cdot RL^2$ untersucht worden. Die Variation des Laserradius bei festgehaltenem Wert von $Q \cdot RL^2$ entspricht in der Praxis einer Änderung des Strahldurchmessers für konstante Laserleistung. Der Parameter wird im folgenden als dimensionslose Laserleistung bezeichnet.

VI.2.2 Abscheidung bei unterschiedlichen Laserradien RL

VI.2.2.1 Teilchenbahnen und Isothermen

Um einen Einblick in die unterschiedlichen Einflüsse zu erhalten, die absorbierbare Laserstrahlung auf die Abscheidung im Standard MCVD-Verfahren ausübt, sind in Abb. VI.3 a - d typische Fälle gezeigt.

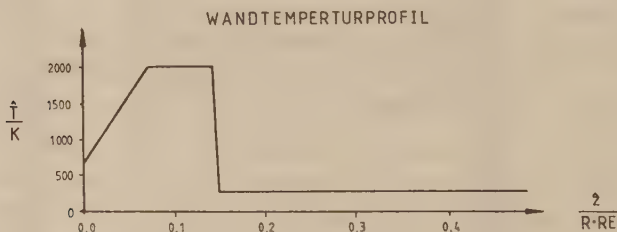
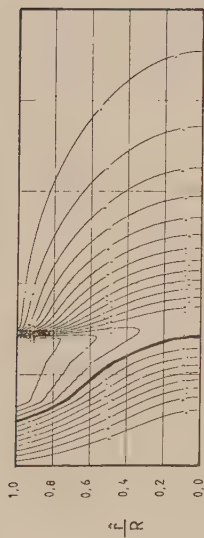
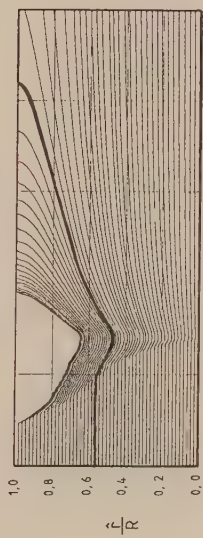


Abb. VI.2 Wandtemperaturprofil auf dem Depositionsrohr, welches für alle folgenden Berechnungen festgehalten wurde.

ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN



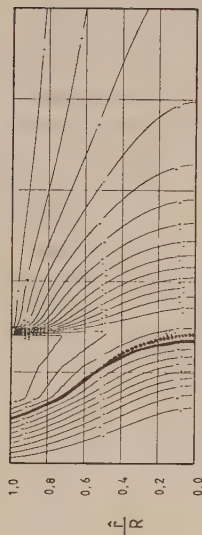
a)

 $\frac{z}{R \cdot RL}$

b)

0.0 0.1 0.2 0.3 0.4 $\frac{z}{R \cdot RL}$

ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN

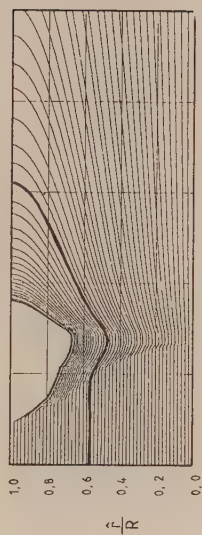
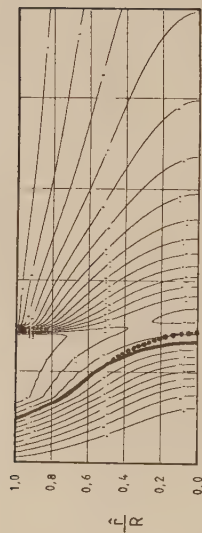
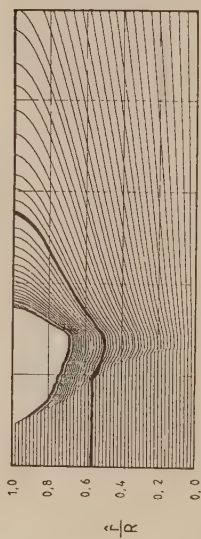


Abb. VI.3: Teilchenbahnen und Isothermen für eine Eintrittskonzentration von $c_0=0,3$, einer dimensionslosen Laserleistung von $Q \cdot RL^2=10,0$ und einer Absorptionsstärke von $A=10$ für verschiedene Laserradien: (a) Referenzfall ohne Laser, (b) $RL=0,9$, (c) $RL=0,5$ (d) $RL=0,2$

ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN

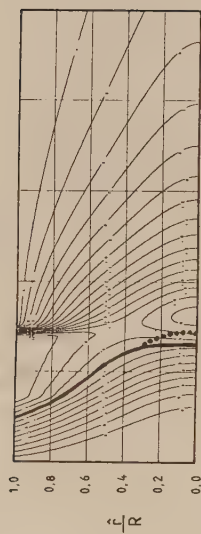


c)

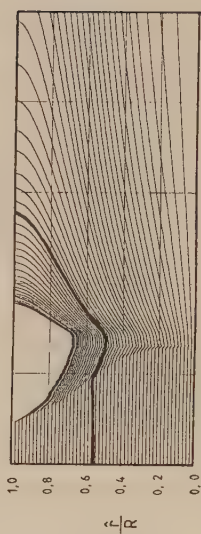
$\frac{2}{R \cdot RE}$



ISOTHERMEN



TEILCHENBAHNEN



d)

$\frac{2}{R \cdot RE}$



Abb. VI. 3

Abb. VI.3 a zeigt den Referenzfall ohne Absorption bei einer Eintrittskonzentration von $c_0=0,3$. Dieser und allen übrigen Berechnungen liegt das in Abb. VI.2 gezeigte Wandtemperaturprofil zugrunde. Das Wandtemperaturprofil wurde so gewählt, daß die Teilchenerzeugung auch ohne zusätzliche Energiezufuhr vollständig verläuft, um eine gute Vergleichsmöglichkeit zu bieten. Herausgehoben wurde diejenige Teilchenbahn, welche im Referenzfall ohne Laser als letzte zur Abscheidung kommt. Außer der Reaktionsisotherme ist die Reaktionsisotherme des Referenzfalles in das Isothermenbild der folgenden Fälle als punktierte Linie eingezeichnet. An ihr ist der beginnende Einfluß des Lasers gut erkennbar.

Bei einer Eintrittskonzentration von $c_0=0,3$, einer Laserleistung von $Q \cdot RL^2=10$ und einer Absorptionsstärke von $A=10$ sind in Abb. VI.3 für einen Laserradius von $RL=0,9$ (b), $RL=0,5$ (c) und $RL=0,2$ (d) Teilchenbahnen und Isothermen gezeigt. Gemäß der Laserfokussierung sollte der Einfluß mit abnehmendem Laserstrahlradius später einsetzen, dann jedoch aufgrund der höheren Energiedichte größer sein.

Für die Laserradien $RL=0,5$ und $RL=0,2$ ist dies gut zu erkennen. Aufgrund der schwachen Wechselwirkung im Falle $RL=0,9$ weichen die verglichenen Reaktionsisothermen jedoch sichtbar erst bei einem Radius von $r=0,5$ voneinander ab.

Die im Anschluß an die Teilchenbildung zu erwartende Fokussierung der Teilchenbahnen zwischen dem Außenofen und der Absorptionszone ist nicht festzustellen. Der Verlauf der wandnächsten und der hervorgehobenen Teilchenbahn sind in allen vier Fällen bis zum Ende der Heißzone nahezu identisch. Nur für $RL=0,5$ ist eine geringfügige parallele Verschiebung der Bahn zur Wand festzustellen. Die Ursache liegt in der durch die Aufheizung ebenfalls verursachten Beschleunigung, deren negative Auswirkung auf die Fokussierung im Bereich der Heißzone des Ofens von der erhöhten Thermophorese offensichtlich gerade aufgehoben wird.

Unterschiede in der Aufheizung werden anhand der Isothermen in der Heißzone deutlich. Für $RL=0,9$ findet eine nahezu

gleichmäßige Erwärmung der Strömung über den gesamten Querschnitt statt. Die Isothermen für $T > 1600$ K reichen weiter in die Strömung hinein.

Bei steigender Fokussierung ($RL=0,5$) wird die mittlere Querschnittstemperatur in der Heißzone weiter angehoben. Gleichzeitig bildet sich in der Rohrmitte ein Bereich aus, dessen Temperatur über der minimalen Temperatur im Querschnitt liegt. Durch diese Übertemperatur wird ein effektiver thermophoretischer Transport achsnaher Partikel zur Wand möglich, welches an der stärkeren Auslenkung der entsprechenden Teilchenbahnen erkennbar ist.

Die Übertemperatur steigt bei weiterer Verringerung des Laserradius auf $RL=0,2$ deutlich an, die Partikel werden aus der Rohrmitte herausgedrängt. Die starke Fokussierung des Strahls führt gleichzeitig zu einem Rückgang der Aufheizung in wandnahen Gebieten. Die Temperaturen sind ähnlich denen ohne Absorption. Die Temperaturüberhöhung der Rohrmitte wird zusätzlich verstärkt.

In der nachfolgenden Kühlzone und bis zum Ende des Berechnungsgebietes wandern die Partikel auf die Rohrwand zu. Der in diesem Bereich herrschende Temperaturgradient ist anhand der hervorgehobenen Teilchenbahn erkennbar. Die wandnächste Teilchenbahn erfährt in allen vier Fällen dieselbe Ablenkung. Die stark abfallende Wandtemperatur dominiert den Einfluß des Lasers.

Mit zunehmender Fokussierung verlegt sich hingegen der Abscheideort der hervorgehobenen Partikelbahn näher an die Heißzone. Der Temperaturgradient nimmt also zunächst mit der Fokussierung zu, die Effizienz steigt.

Zwischen den Fällen $RL=0,5$ und $RL=0,2$ besteht bezüglich der hervorgehobenen Teilchenbahn kaum ein Unterschied. Zudem nimmt die Effizienz über dem gesamten Berechnungsgebiet wieder ab. Der Grund hierfür ist die mangelnde Energiezufuhr bei zu hoher Fokussierung in Bereichen, in denen die Mehrzahl der Partikel den Strahlquerschnitt bereits verlassen hat. Der Temperaturgradient wird nur durch die in der Rohrmitte zuvor

stärker aufgeheizte Strömung aufrechterhalten. Es bildet sich eine für diesen Fall typische erhöhte Teilchendichte im Bereich zwischen der Rohrachse und der Wand aus. Letzteres kann anhand der Konzentrationsprofile Abb. VI.4 verdeutlicht werden.

VI.2.2.2 Konzentrationsprofile

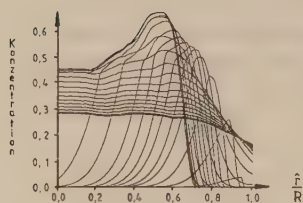
Gezeigt sind perspektivische Ansichten des Konzentrationsverlaufes sowie zur Orientierung einzelne Querschnittsprofile mit der entsprechenden Skalierung der Konzentrationswerte (Abb. VI.4 a - d).

Im Referenzfall ohne Absorption (Abb. VI.4 a) ist die Teilchenentstehung und gleichzeitige Verdrängung von der Wand zu erkennen. Dies bedingt ein wandnahes, teilchenfreies Gebiet mit anschließend steil bis zu einem Maximum ansteigender Konzentration. Dem Maximum schließt sich nach einer weniger steilen Konzentrationsabnahme ein Plateau an, welches bis zur Rohrmitte reicht, oder die Konzentration fällt bei noch unvollständiger Reaktion wieder auf Null ab.

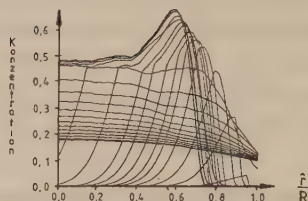
In der Kühlzone flacht das Maximum schnell ab und mit ihm die mittlere Teilchenkonzentration. Scheiden sich Teilchen auf der Rohrwand ab, verschwindet die Konzentration auf der Wand nicht mehr.

Der Einfluß des Lasers zeigt sich bei schwacher Fokussierung (Abb. VI.4 b, $RL=0,9$) in einer stärkeren Absenkung der mittleren Konzentration im Bereich der Abscheidung. Die Konzentration am Ende des Berechnungsgebietes zeigt ein wenig ausgeprägtes Maximum auf der Achse. Durch stärkere Fokussierung sinkt dieses Maximum ab. Es deutet sich ein Minimum an. Das Konzentrationsniveau hat weiterhin abgenommen (Abb. VI.4 c, $RL=0,5$).

Wird der Laserradius noch weiter verringert, werden bereits in der Heißzone Teilchen aus der Rohrmitte gedrängt. Es bildet sich ein fast teilchenfreies Gebiet im Strahlquerschnitt des Lasers aus. Außerhalb des Laserstrahls steigt



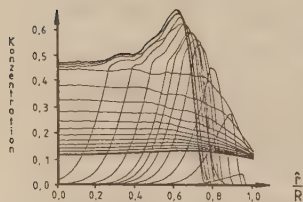
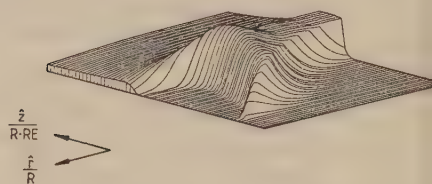
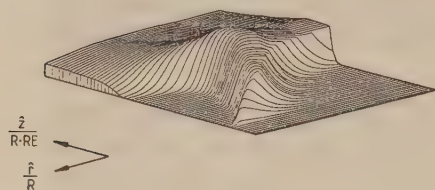
$$\begin{aligned} Q \cdot R E^2 &= 0 \\ A &= 0 \\ R L &= 0,0 \\ C_0 &= 0,0 \end{aligned}$$



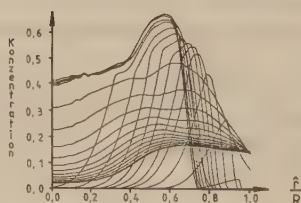
$$\begin{aligned} Q \cdot R E^2 &= 10 \\ A &= 10 \\ R L &= 0,9 \\ C_0 &= 0,3 \end{aligned}$$

a) KONZENTRATION

b) KONZENTRATION



$$\begin{aligned} Q \cdot R E^2 &= 10 \\ A &= 10 \\ R L &= 0,5 \\ C_0 &= 0,3 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} Q \cdot R E^2 &= 10 \\ A &= 10 \\ R L &= 0,2 \\ C_0 &= 0,3 \end{aligned}$$

c) KONZENTRATION

d) KONZENTRATION

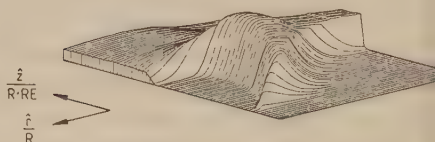
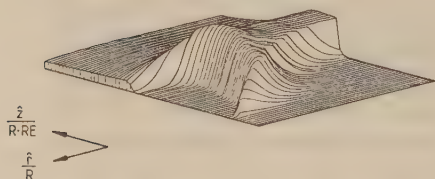


Abb. VI.4: Konzentrationsfelder zu den in Abb. VI.3 gezeigten Teilchenbahnen und Isothermen: (a) Referenzfall ohne Laser, (b) $RL=0,9$, (c) $RL=0,5$ und (d) $RL=0,2$.

die Konzentration wieder deutlich an und sinkt zur Wand hin nur geringfügig ab.

Wollte man an dieser Stelle aus der Dichte der Teilchenbahnen (Abb. VI.3 d) auf die Konzentrationsverteilung schließen, würde man einen stärkeren Abfall der Konzentration zur Wand hin erwarten. Es darf dabei jedoch nicht unberücksichtigt bleiben, daß den einzelnen Teilchenbahnen ein unterschiedlicher Massenstrom zuzuordnen ist.

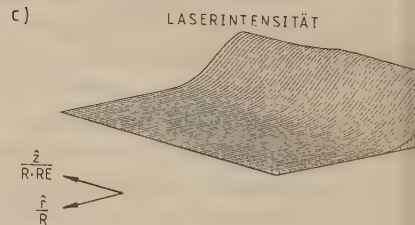
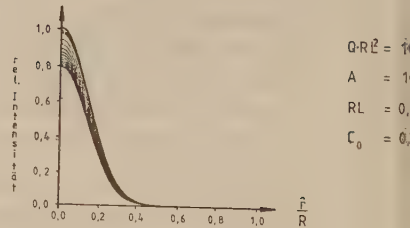
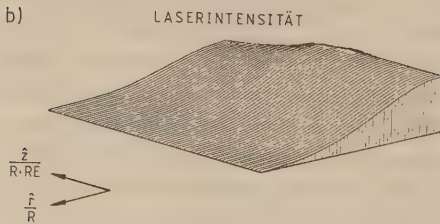
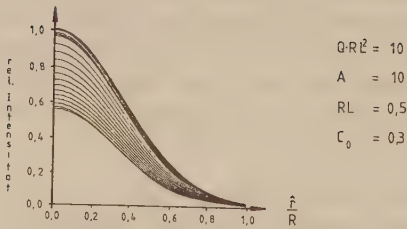
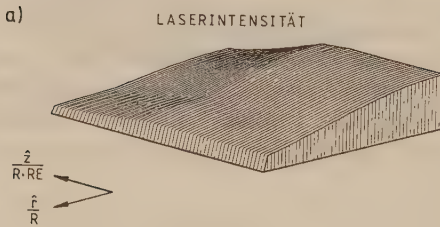
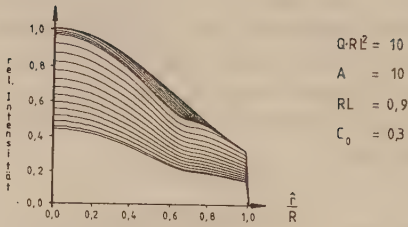
VI.2.2.3 Laserintensitätsprofile

Die Laserintensität wird aufgrund von Absorption geschwächt. Da die absorbierenden Partikel nicht gleichmäßig über den Querschnitt verteilt sind, sollte ein Einfluß auf die Intensitätsverteilung feststellbar sein. In Abb. VI.5 a - c sind die Intensitätsprofile wieder als perspektivische Ansicht und skaliert zusammengestellt.

Für $RL=0,9$ ist der Einbruch in der Intensitätsverteilung im Bereich des Konzentrationsmaximums in der Aufheizzone deutlich erkennbar. Die Intensität in partikelfreien, wandnahen Gebieten bleibt hierbei ungeschwächt. Durch die sich ausgleichende Verteilung der Partikel bei Abscheidung sinkt die Intensität gleichmäßig über dem Querschnitt. Das zu Beginn der Abscheidung noch vorhandene Maximum der Konzentration wandert auf die Wand zu und nivelliert den Einbruch in der Intensitätsverteilung wieder.

Bereits bei einer Fokussierung von $RL=0,5$ ist die Laserintensität im Bereich des Konzentrationsmaximums der Aufheizzone gering. Der Strahl durchläuft eine weitestgehend homogene Partikelverteilung, die nur in ihrem Niveau abnimmt. Folglich ändert sich das Intensitätsprofil nur wenig. Für noch enger fokussierte Strahlen ($RL=0,2$) kann von einer homogenen Schwächung ausgegangen werden. Zum Schluß sei noch ein Beispiel extremer Profilverformung für einen Laserradius $RL=0,6$ gegeben. Die anderen Parameter betragen $Q=1$, $A=100$ und $c_0=0,3$ (Abb. VI.6).

Abb. VI.5: Laserintensitätsprofile zu den Abbildungen VI.3 und VI.4: (a) $RL=0,9$, (b) $RL=0,5$ und (c) $RL=0,2$.



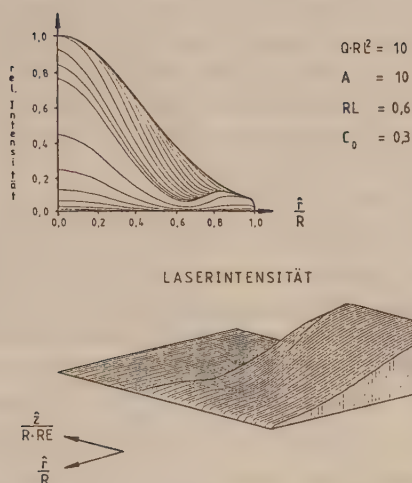


Abb. VI.6: Starker Einfluß der Teilchenkonzentrationsverschiebung auf die Laserintensitätsverteilung für $RL=0,6$.

VI.2.3 Der Einfluß der Laserleistung $Q \cdot RL^2$

Abb. VI.7 a - e zeigt eine Folge von Teilchenbahnen und Isothermen für einen Laserradius von $RL= 0,5$ eine Absorptionsstärke von $A=10$ und zunehmender Laserleistung. Die Reaktionsisotherme ist sowohl bei den Teilchenbahnen als auch den Isothermen hervorgehoben. Die maximal durch Isothermen angezeigte Temperatur beträgt 2000 K, in Abb.VI.7 e 4000 K, wobei im letztern Fall der Temperaturunterschied zwischen den Isothermen 200 K beträgt.

Schwache eingekoppelte Laserleistung beeinflusst die Isothermen und die Abscheidung kaum (Abb. VI.7 b). Die Teilchen werden lediglich aufgrund leicht erhöhter axialer Geschwindigkeit weiter stromab getragen. Der Verlauf der wandnächsten

Teilchenbahn verdeutlicht dies. Durch verstärkte Energiezufuhr (Abb. VI.7 c) erfolgt die Teilchenbildung bereits schneller und der erhöhte Temperaturgradient kann die zusätzliche Beschleunigung ausgleichen. Der Bahnverlauf für das wandnächste Partikel entspricht dem ohne Lasereinsatz. Erst durch weitere Steigerung der Laserleistung kann die Abscheidung verstärkt werden (Abb.VI.7d). Die Reaktionstemperatur wird auf der Achse deutlich eher erreicht, die Partikelbahnen frühzeitig und verstärkt zur Wand gedrängt.

Sehr hohe Laserleistungen (Abb. VI.7 e) führen zu fast gleichzeitiger Teilchenbildung im gesamten Querschnitt. Der extreme Temperaturanstieg in der achsnahen Strömung dominiert die Wandtemperaturverteilung. Partikel werden noch innerhalb der Heißezone auf die Wand gedrängt.

Im letzteren Fall ist ein sinnvoller Abscheidebetrieb nicht mehr möglich, dies nicht zuletzt wegen der extrem hohen Temperaturen, für die das Prozeßgasgemisch nicht mehr beständig ist.

Auch im Fall der Abb. VI.7 d werden große Bereiche der Strömung über 2000 K erhitzt. Es ist daher notwendig, eine Obergrenze der Temperatur festzulegen, bei der die Annahmen noch gültig sind, unter denen die Berechnung erfolgt. So müßte bei zu hoher Temperatur in der Strömung der Energieverlust durch Strahlung der erhitzten Partikel berücksichtigt werden, ebenso die Möglichkeit des Verdampfens von SiO_2 von der Wand oder der Partikeloberfläche.

Beispielhaft ist der von den Partikeln abgestrahlte Wärmestrom berechnet worden, welcher aus einer zentralen, heißen Zone von 2 cm Länge kommen soll und bei einer Partikeltemperatur $T_{p,z}$ abgestrahlt wird. Für den Durchmesser $d_{p,z}$ dieser Heißezone sind verschiedene Werte angenommen worden. Die Rückstrahlung der Rohrwand ist hierbei vernachlässigt worden, womit die Verhältnisse in der Kühlzone beschrieben sind. In anderen Bereichen ist der von den Partikeln abgestrahlte Wärmestrom entsprechend geringer. Es ergibt sich folgendes Bild (Tabelle VI.1):

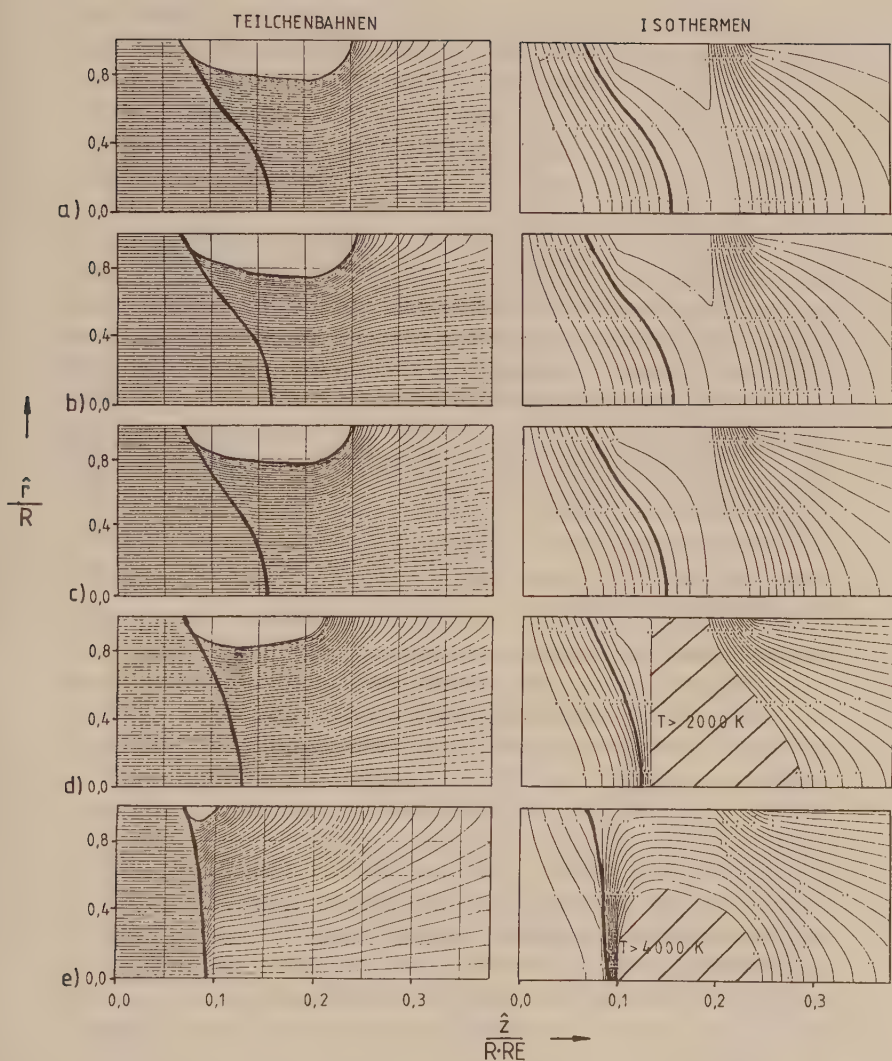


Abb. VI.7: Teilchenbahnen und Isothermen für einen Laserradius von $RL=0,5$ und verschiedene dimensionslose Laserleistungen $Q \cdot RL^2$. a) $Q \cdot RL^2=0,0$, b) $Q \cdot RL^2=2,5$, c) $Q \cdot RL^2=25$, d) $Q \cdot RL^2=250$, e) $Q \cdot RL^2=2500$. Im Falle e) beträgt der Temperaturabstand der Isothermen 200 K, die maximale, gezeigte Temperatur ist 4000 K.

d_{H_2} / mm	$\dot{Q}_P / W$				
	$T_{H_2} :$	1600 K	2000 K	2500 K	3000 K
2		16	39	96	199
4		64	157	384	796
6		144	354	864	1792

Tabelle VI.1: Von den Partikeln emittierte Wärmeströme in der Kühlzone für verschiedene Partikeltemperaturen T_{H2} in einer zentralen Heißzone der Länge 2cm und dem Durchmesser d_{H2}

Um dieselbe Strömung um 1000 K abzukühlen, ist zum Vergleich eine Wärmemenge von 50 W abzuführen. Diese selbst bei Reaktionstemperatur (1600 K) noch hohen Strahlungsverluste erlangen insbesondere Bedeutung bei laserunterstützter Abscheidung, bei der hohe Temperaturunterschiede über große Strecken aufrechterhalten werden.

Im folgenden wurden daher die Berechnungen bei Überschreiten einer Temperatur von 3000 K abgebrochen. Wurde eine Temperatur von 2500 K der Strömung überschritten, ist dies vermerkt worden. Diese Berechnungen sind jedoch mit in die Diskussion aufgenommen worden, um Grenzwerte festlegen zu können.

VI.2.4 Einfluß der Eintrittskonzentration c_0

Wird die Eintrittskonzentration unter Beibehaltung aller übrigen Parameter variiert, ergibt sich das in Abb. VI.8 a - c zusammengestellte Bild. Ein höherer Werte als $c_0=0,3$ ist aus prozeßchemischen Gründen nicht möglich. Es wurde die sich bei $c_0=0,1$ zuletzt abscheidende Partikelbahn hervorgehoben.

Es ergibt sich ein ähnliches Bild, wenn statt der Eintrittskonzentration die Laserleistung erhöht oder abgesenkt wird, wie in Abb. VI.9 a - c zu erkennen ist. Daher wurde gegen das Produkt $c_0 \cdot Q \cdot RL^2$ für diese Fälle die Effizienz aufgetragen (Abb. VI.10). Der Kurvenverlauf bestätigt einen solchen Zusammenhang.

Betrachtet man den Absorptionsterm in der Energiegleichung, so erscheint die Konzentration im Exponenten, welcher die Strahlschwächung beschreibt wie auch als Faktor vor Q :

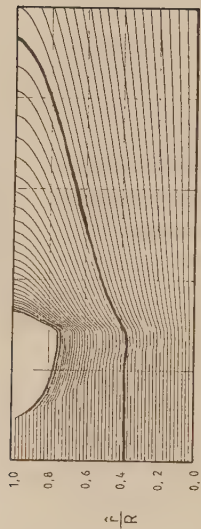
$$- \operatorname{div} \vec{q}_{str} = Q \frac{c}{T} \cdot e^{-\frac{r^2}{RL^2}} \cdot e^{-A \int_0^z c \, dz'}$$

Da die Absorptionsstärke, wie sich noch herausstellen wird, kaum einen Einfluß auf die Effizienz hat, verbleibt als Einflußgröße nur das Produkt $(Q \cdot c)$, für welches sich ähnliche Temperaturfelder ergeben und daher die Abhängigkeit anhand der Berechnungen festgestellt wurde. Die Konzentrationsabhängigkeit der Konvektionsterme hat also untergeordnete Bedeutung im Gegensatz zum Standard MCVD-Verfahren. Die folgenden Betrachtungen basieren daher auf einer festen Eintrittskonzentration von $c_0 = 0,3$ und können gegebenenfalls umgerechnet werden.

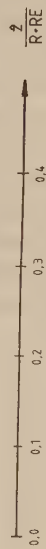
Abb. VI.8: Teilchenbahnen und Isothermen bei unterschiedlicher Eintrittskonzentration c_0 und den Parametern $RL=0,5$, $A=10^{-2}$ und $Q \cdot RL^2=50$:
a) $c_0=0,1$, b) $c_0=0,2$ und c) $c_0=0,3$.
(folgende Seite)

Abb. VI.9: Änderung der Laserleistung ($Q \cdot RL^2=1$ (a), 10 (b) und 100 (c)) bei festen übrigen Parametern ($RL=0,5$, $A=10^{-2}$, $c_0=0,3$) ergibt dasselbe Bild wie in Abb. VI.8 die Änderung der Eintrittskonzentration. Hervorgehoben ist diejenige Teilchenbahn, welche sich in Abb. VI.8 a als letzte abscheidet.
(folgende Seite)

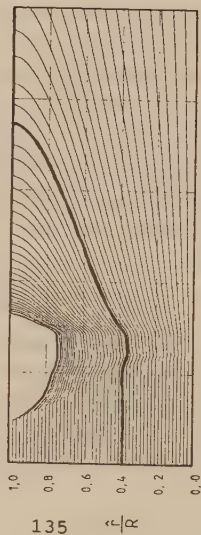
TEILCHENBAHNEN



a)



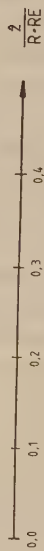
TEILCHENBAHNEN



135

$\hat{r}/R$

b)



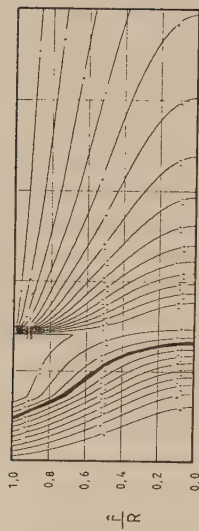
TEILCHENBAHNEN



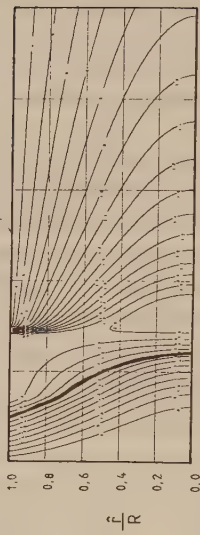
c)



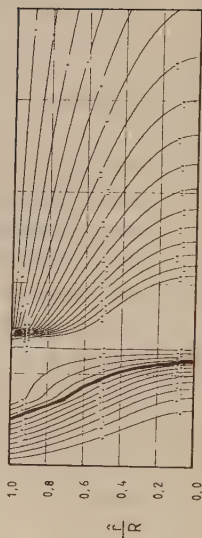
ISOTHERMEN



ISOTHERMEN

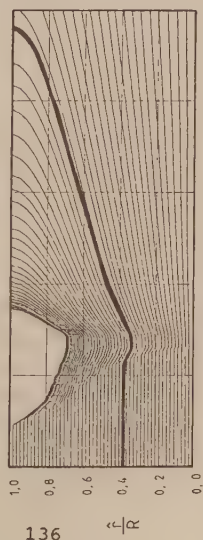


ISOTHERMEN





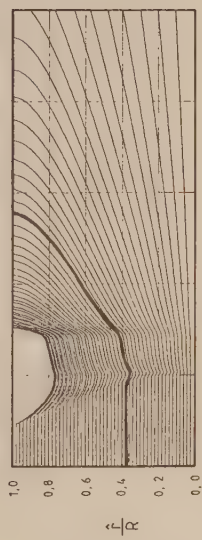
a)

 $\frac{2}{R \cdot Re}$ 

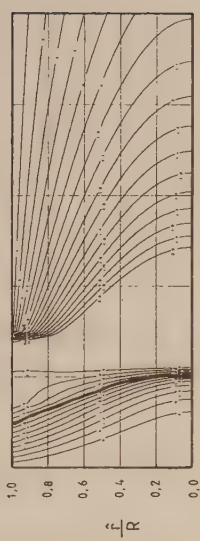
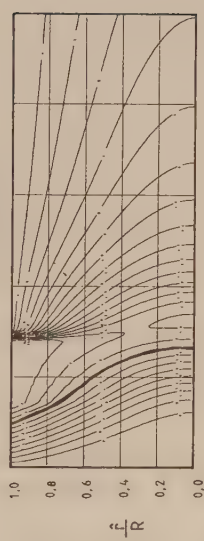
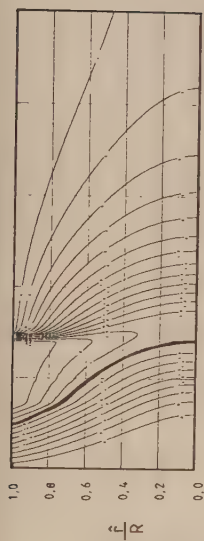
136

 $\frac{i}{R}$

b)

 $\frac{2}{R \cdot Re}$ 

c)

 $\frac{2}{R \cdot Re}$ 

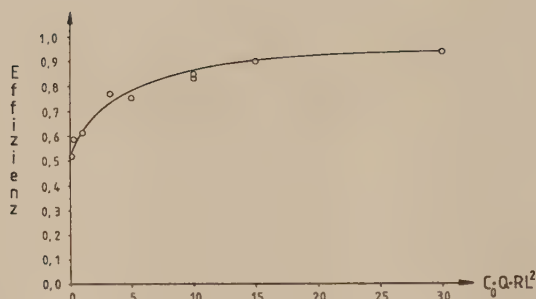


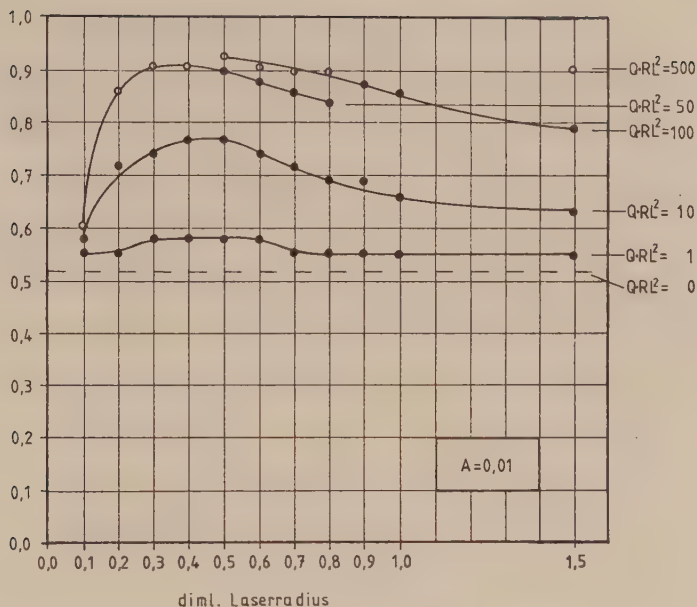
Abb. VI.10: Abhängigkeit der Effizienz von dem Faktor $(c_0 \cdot Q \cdot RL^2)$.

VI.2.5 Der Einfluß der Parameter RL , $Q \cdot RL^2$ und der Absorptionsstärke A im Überblick

Die Abbildungen VI.11 a - e geben einen Überblick über die Abhängigkeit der Effizienz als Maß für die Verstärkung der Abscheidung, vom Laserradius für unterschiedliche Laserleistungen und verschiedenen Absorptionsstärken. Nicht ausgefüllte Symbole zeigen an, daß die Temperatur in der Strömung 2500 K überschritten hat. Sie weisen somit auf die Grenzen laserverstärkter Abscheidung hin.

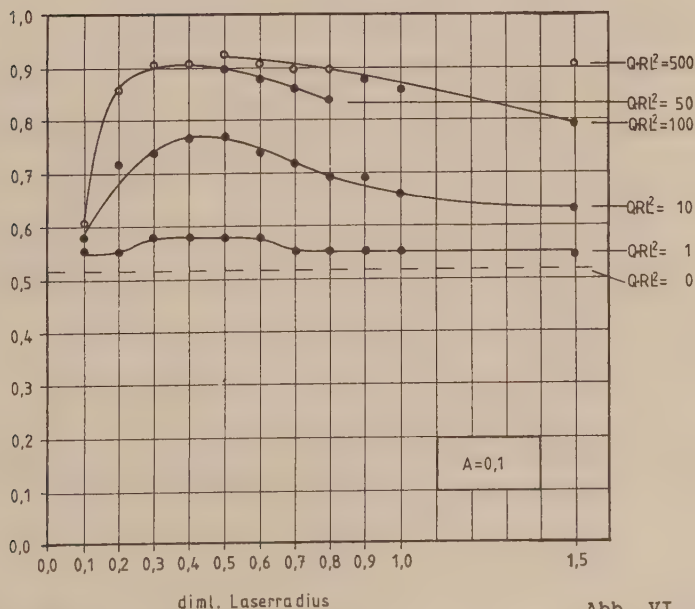
In Abb. VI.11 a ist der typische Verlauf erkennbar. Mit zunehmender Laserleistung verringert sich der Anstieg der Abscheideeffizienz. Dabei bildet sich für mittlere Laserradien ein Maximum aus, das sich mit zunehmender Laserleistung von $RL=0,5$ zu kleineren Laserradien verschiebt. Die Abnahme der Effizienz für sehr starke Fokussierung resultiert (vergl. Kap.VI.2.2.1) aus der Abnahme des Wechselwirkungsgebietes und der Wechselwirkungszeit von Partikeln und Laser. Die Abnahme der Effizienz für sehr große Radien resultiert aus der abnehmenden eingestrahlten Energiedichte. Für Radien $RL \geq 1$ wird zusätzlich bereits ein Teil des Strahls ausgeblendet.

Effizienz



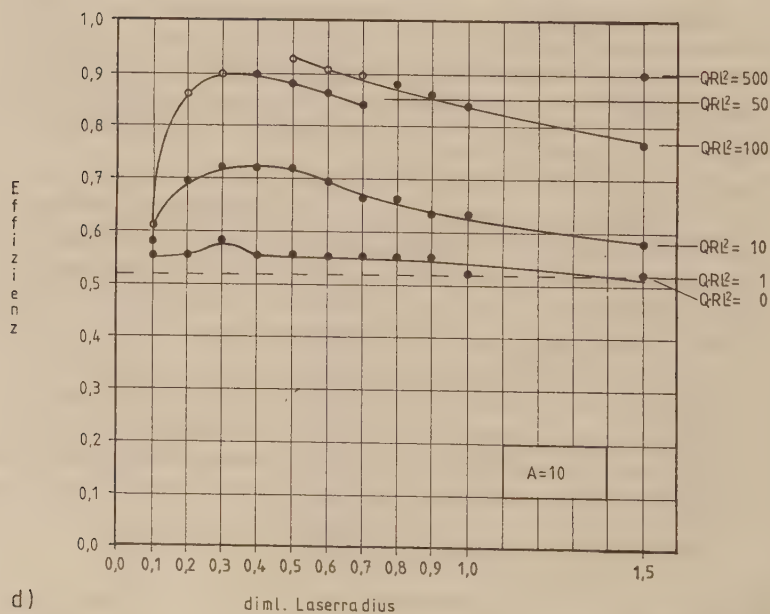
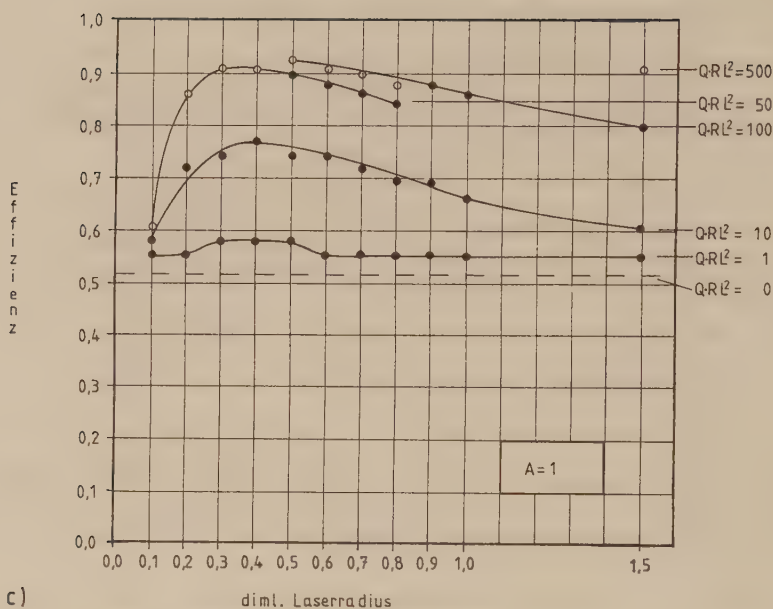
a)

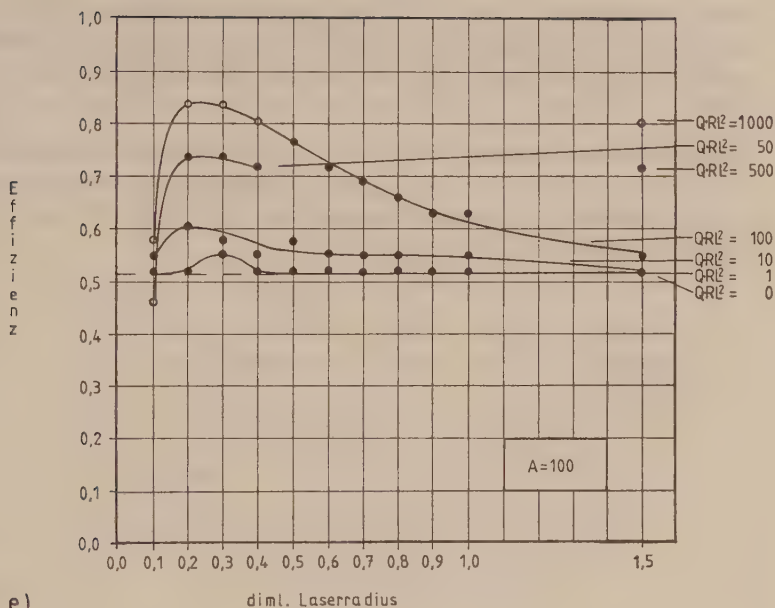
Effizienz



b)

Abb. VI. 11





e)

Abb. VI.11: Abhängigkeit der Effizienz vom Laserradius RL für verschiedene Laserleistungen $Q \cdot RL^2$ und Absorptionsstärken A . Unausgefüllte Symbole bedeuten, daß die Temperatur im Rohr 2500 K überschreitet.

Laserleistungen über $Q \cdot RL^2 = 100$ sind nicht mehr zu realisieren, da die Temperatur lokal 3000 K übersteigt. Die maximale Effizienz von 90 %, bei der eine Temperatur von 2500 K nicht überschritten wird, ergibt sich für $RL = 0,5$ und $Q \cdot RL^2 = 50$.

Eine Erhöhung des Absorptionsparameters bringt keine wesentliche Änderung. Mit zunehmender Absorptionsstärke wird von den Partikeln direkt nach ihrer Entstehung mehr Energie aufgenommen und auf diese Art ein zunehmendes Temperaturgefälle zur Rohrwand aufgebaut, durch welches die Teilchen zur Wand getrieben werden und dem Laserstrahl ausweichen. Ab einer Absorptionsstärke von $A=10$ verschlechtert sich das Ergebnis. Die Lage des Maximums der Effizienz verschiebt sich zu klei-

neren Laserradien. Durch die zunehmende Energiezufuhr (siehe Abb. VI.12 zur Restenergie) wird auch die Strömung zunehmend beschleunigt und hierdurch die Abscheidung ungünstig beeinflusst.

Ein anderes Bild ergibt sich, wenn man die Strahlabschwächung betrachtet. In Abb. VI.12 a - e ist die integrierte Restintensität gezeigt. Für Absorptionsstärken von $A=0,01$ und $A=0,1$ ist die Abschwächung vernachlässigbar.

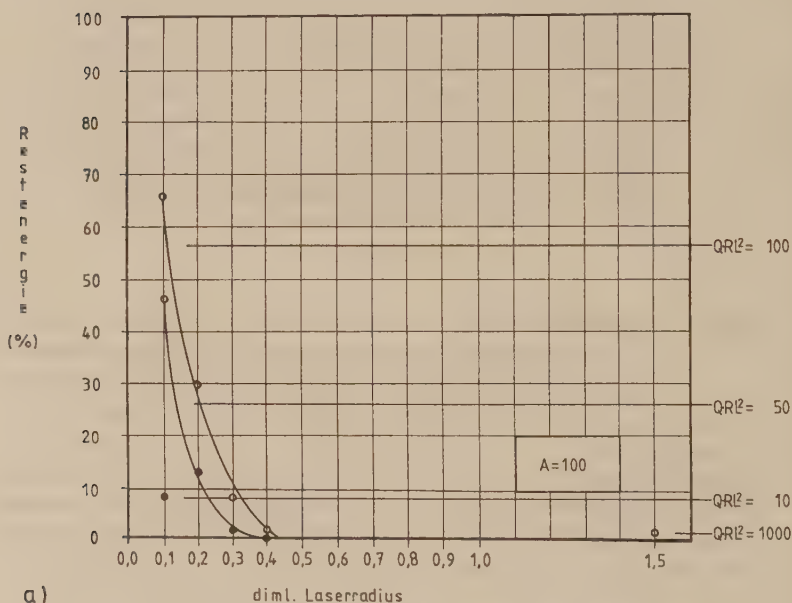


Abb. VI.12: Abhängigkeit der Restenergie vom Laserradius RL für unterschiedliche Laserleistungen $Q \cdot RL^2$ und Absorptionsstärken A . Für Absorptionsstärken kleiner als eins ist die Strahlabschwächung vernachlässigbar.

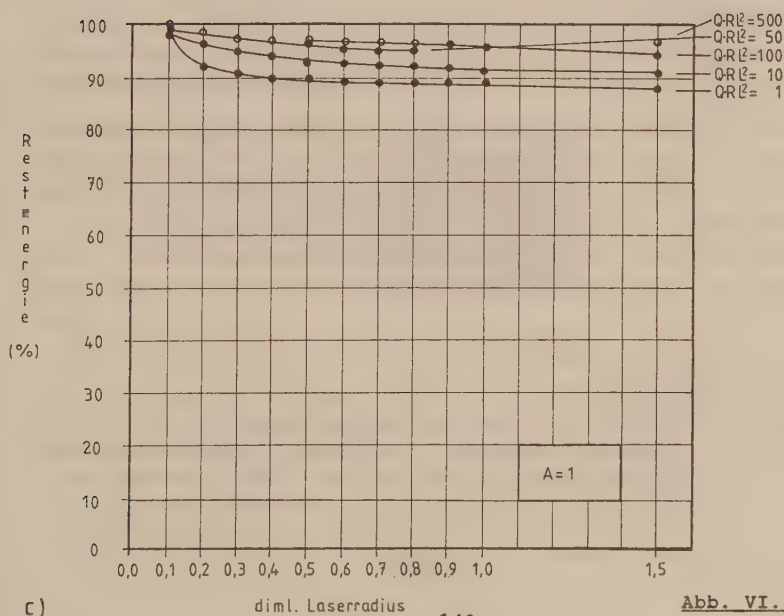
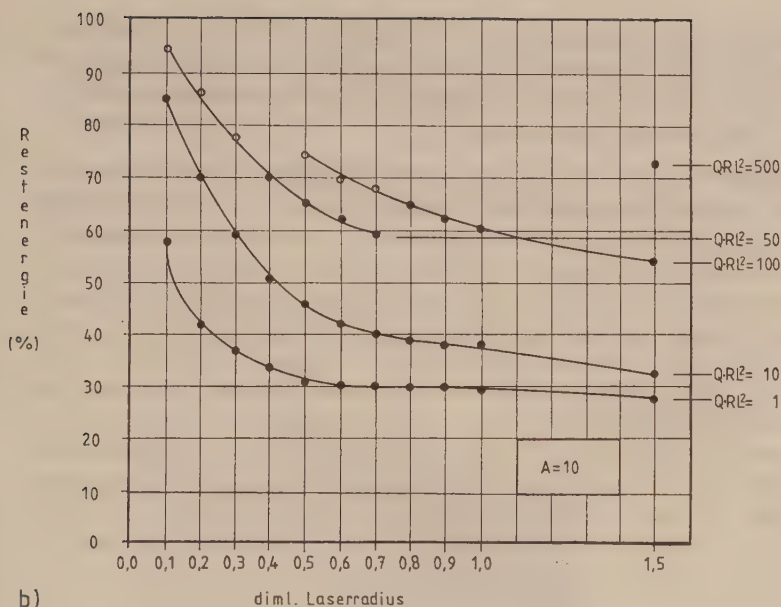


Abb. VI. 12

Gemäß des zunehmenden Wechselwirkungsbereichs nimmt die Restenergie mit zunehmendem Laserradius ab. Niedrige Laserleistungen werden hierbei aufgrund der geringeren Teilchenverdrängung stärker geschwächt.

Während bei einer Absorptionsstärke von $A=1,0$ maximal 10 % der Energie verloren gehen, sinkt die Restenergie für $A=10$ auf Werte von bis zu 30 %. Für eine maximale Absorptionsstärke von $A=100$ wird in den meisten Fällen die gesamte Energie absorbiert, während die Effizienz nicht entsprechend erhöht wird. Dies beruht auf der zu starken Beschleunigung der

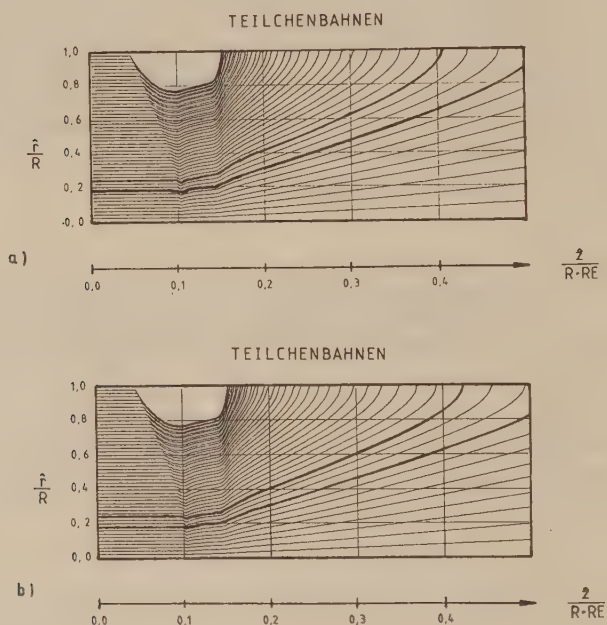


Abb. VI.13: Zunehmender Abstand der Teilchenbahnen für höhere Absorptionsstärken. Markante Teilchenbahnen sind verstärkt gezeigt. (a) $A=10^{-2}$, b) $A=10$; $RL=0,5$ $Q \cdot RL^2=100$, $c_0=0,3$)

Strömung bei höherer Aufheizung, welche aufgrund der hohen Gesamtabsorption angenommen werden muß und anhand weiter auseinandergezogener Teilchenbahnen für hohe Absorptionsstärken erkennbar ist (Abb. VI.13).

Ein günstiger Lasereinsatz ist also für nicht zu hohe Absorptionsstärken und Laserleistungen für Laserradien um $RL=0,5$ zu erwarten.

VI.3 Hintergrundgasabsorption

Alternativ zur Absorption von Laserstrahlung durch die Partikel kann die Energie auch von einem dem Prozeßgas zugemischten Additiv absorbiert werden. Die Strahlung muß dann kurzwelliger sein, um Absorption durch Partikel ausschließen zu können. Dieses Konzept birgt jedoch eine zusätzliche Problematik. Es wurde in einer Studienarbeit von Overhoff (33) untersucht.

VI.3.1 Aufspaltung in Vorlauf- und Abscheidezone

Die Energieabsorption beginnt sofort mit Eintritt des Prozeßgases in das Depositionsrohr. Dort ist der Strahl noch ungeschwächt, das Gas nicht aufgeheizt und somit die Dichte hoch und die Energiezufuhr maximal.

Zwischen dem stationären Gaseintritt und der veränderlichen Außenofenposition wird der Laserstrahl, abhängig von der jeweiligen Lauflänge, unterschiedlich stark geschwächt. Zur Beibehaltung konstanter Abscheidebedingungen ist es unerlässlich, konstante Eintrittsbedingungen vor der Teilchenerzeugung einzuhalten. Die Untersuchung zerfällt also in zwei Bereiche:

- die Vorlaufzone, in der nur absorbiert wird und die in ihrer Länge zwischen etwa 0,5 m (Ofenstartposition) und 1,5 m (Ofenendposition) variiert
- die Abscheidezone, wie sie aus den vorangegangenen Untersuchungen bekannt ist.

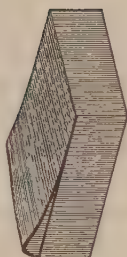
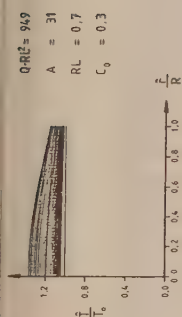
VI.3.2 Ergebnisse für die Vorlaufzone

Die Konstanz der Eintrittsbedingungen für die Abscheidezone lassen sich anhand von Temperaturprofilen beurteilen, die aus einer numerischen Simulation der Vorlaufzone gewonnen werden. Hierzu ist eine Umgebungstemperatur von 300 K angenommen worden. Die dem Gas durch Absorption zugeführte Energie wird über die Rohrwand mittels freier Konvektion an die Umgebung abgegeben. Für verschiedene Parameter RL , Q und A wurde die Entwicklung des Temperaturfeldes über einer dimensionslosen Länge untersucht, welche unter typischen Prozeßbedingungen einer dimensionsbehafteten Länge von 1,5 m entspricht. Gesucht wurden Temperaturfelder, die sich nach einer kurzen Anlaufstrecke nur noch unwesentlich ändern, sodaß unveränderte Eintrittsbedingungen während der Prozeßführung zu erwarten sind. Um die Grenzen eines sinnvollen Lasereinsatzes festzulegen, muß zusätzlich eine vollständige Absorption der anfänglichen Laserintensität in dem berechneten Vorlauf ausgeschlossen werden.

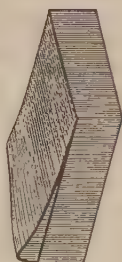
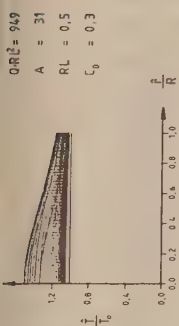
Unter diesen Bedingungen scheiden Temperaturprofile aus, die nach einem anfänglich steilen Anstieg der Temperatur aufgrund starker Energieabsorption wieder abfallen. Der Temperaturabfall weist auf mangelnde Energiezufuhr nach starker Strahlenschwächung hin. Es sind daher starke Strahlfokussierung, hohe Laserleistung und hohe Absorptionsstärken zu vermeiden. In Abb. VI.14 a -f sind einige Beispiele für Temperaturfelder gezeigt. Der gesuchte Temperaturverlauf ist nur in Abb. VI.14 f erreicht für die Parameter $RL=1$, $A=0,3$ und $Q=47,5$. Der Parameterbereich für die Untersuchung der Abscheidung läßt sich hiernach einschränken. Detailliertere Studien der Vorlaufzone werden sich nach den Ergebnissen für die Abscheidezone als nicht erforderlich erweisen.

VI.3.3 Ergebnisse für die Abscheidezone

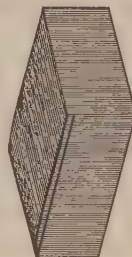
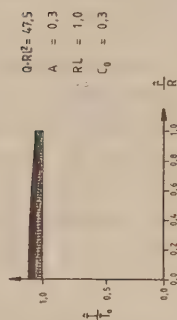
Durchgeführt wurden die Untersuchungen für Absorptionsstärken von bis zu $A=30$ und Laserintensitäten bis zu $Q=10^4$. Am Beispiel der beiden Laserradien $RL=0,5$ und $RL=1$ sollen die



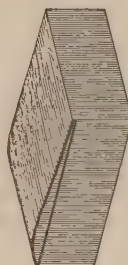
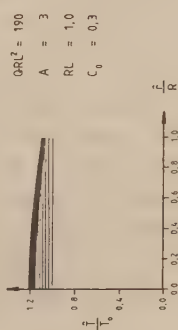
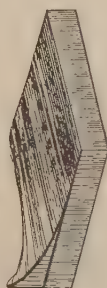
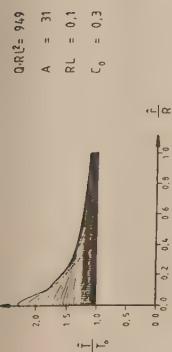
c)



$$b) \frac{z}{R \cdot R} \quad \frac{z}{R}$$



f)



d)

Abb. VI.14: Temperaturprofile in der Vorlaufzone für unterschiedliche Parameter der laserunterstützten Abscheidung

Resultate erläutert werden. Die Eintrittstemperatur wurde konstant auf 700 K gehalten und somit der Betrieb bei einem geeigneten Vorlauf angenommen.

Während eines Prozeßlaufs ändert sich die, in das Abscheidegebiet eintretende Laserleistung abhängig von der Brennerposition. Diese Änderung soll keinen Einfluß auf die Effizienz und Abscheidelänge haben, damit konstante Abscheidebedingungen eingehalten werden.

Die Effizienz und die Abscheidelänge wurden für verschiedene Kombinationen der Parameter A und Q für ein festes Wandtemperaturprofil ermittelt und in einem Höhenliniendiagramm aufgetragen (Abb. VI.15 a und b). Ist die Änderung der Laserintensität vor der Abscheidezone ΔQ zwischen Beginn und Ende einer Brennerfahrt bekannt, kann in diesen Diagrammen die dadurch bedingte Variation von Effizienz und Abscheidelänge abgelesen werden.

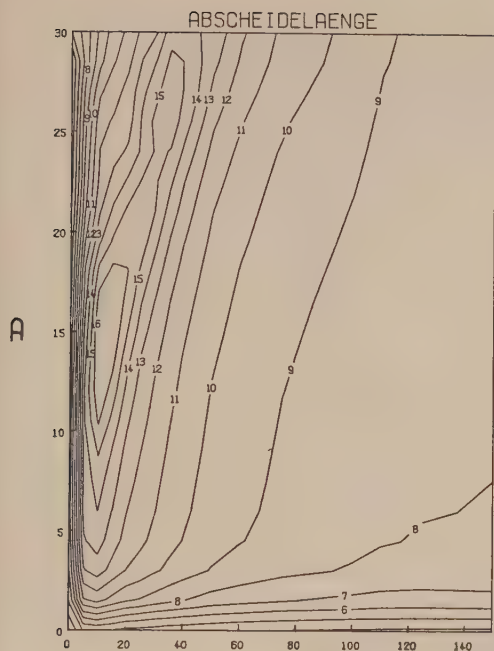
Mit der für den Abscheidebereich getroffenen Annahme eines wenig veränderlichen Temperaturfeldes in der Vorlaufzone und Brenneranfangs- und Endposition bezogen auf den Vorlauf zwischen $z=0,5$ m und $z=1,5$ m ergibt sich für die Intensitätsabnahme mit $R \cdot Re=1$:

$$\Delta Q = Q_0 \left(e^{-\frac{A}{2}} - e^{-\frac{3}{2}A} \right) \quad (Gl. VI.1)$$

mit Q_0 als Laserintensität am Eintritt des Vorlaufs und der genäherten Intensitätsschwächung in einer Vorlaufzone mit geringer Temperaturänderung:

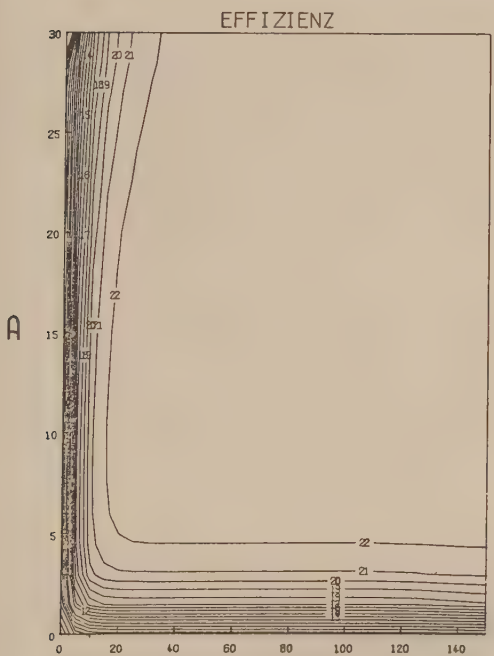
$$Q(z) = Q_0 \frac{1}{T} e^{-A \int_0^z \frac{1}{T} dz'} \rightarrow Q_0 e^{-A z}$$

Abb. VI.15: Linien konstanter Effizienz und Abscheidelänge für die Laserradien $R=0,5$ (a) und $R=1,0$ (b) in der Abscheidezone in Abhängigkeit von der Laserintensität Q und der Absorptionsstärke A.
(Abbildung auf der folgenden Seite)



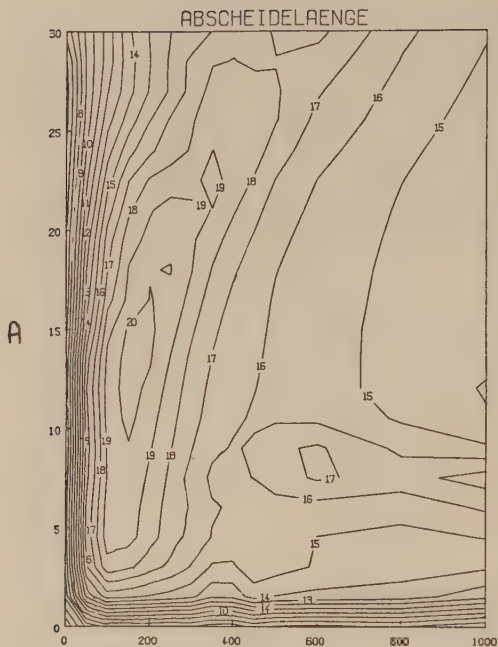
CONTOUR KEY	
1	0.04080
2	0.08180
3	0.12270
4	0.16360
5	0.20450
6	0.24540
7	0.28630
8	0.32720
9	0.36810
10	0.40900
11	0.44990
12	0.49080
13	0.53170
14	0.57260
15	0.61350
16	0.65440
17	0.69530
18	0.73620
19	0.77710
20	0.81800
21	0.85890
22	0.89980
23	0.94070

a) $RL = 0.5$



CONTOUR KEY	
1	0.57000
2	0.59000
3	0.61000
4	0.63000
5	0.65000
6	0.67000
7	0.69000
8	0.71000
9	0.73000
10	0.75000
11	0.77000
12	0.79000
13	0.81000
14	0.83000
15	0.85000
16	0.87000
17	0.89000
18	0.91000
19	0.93000
20	0.95000
21	0.97000
22	0.99000
23	1.01000

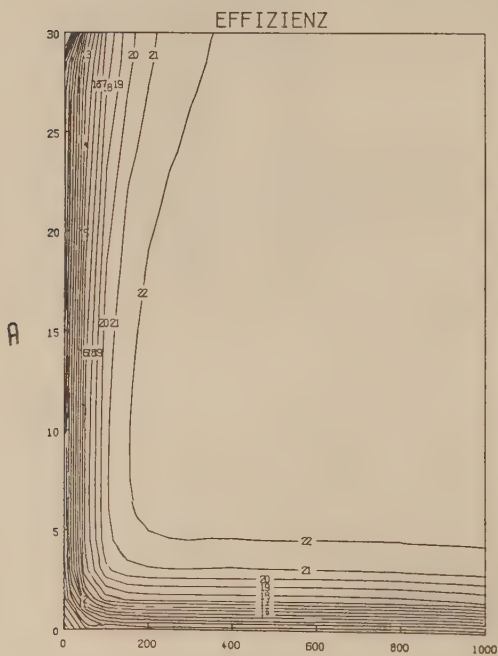
$Q \cdot 10^2$



CONTOUR KEY	
1	0.04090
2	0.08180
3	0.12270
4	0.16360
5	0.20450
6	0.24540
7	0.28630
8	0.32720
9	0.36810
10	0.40900
11	0.44990
12	0.49080
13	0.53170
14	0.57260
15	0.61350
16	0.65440
17	0.69530
18	0.73620
19	0.77710
20	0.81800
21	0.85890
22	0.89980
23	0.94070

b) $RL = 1.0$

Q·10



CONTOUR KEY	
1	0.57000
2	0.59000
3	0.61000
4	0.63000
5	0.65000
6	0.67000
7	0.69000
8	0.71000
9	0.73000
10	0.75000
11	0.77000
12	0.79000
13	0.81000
14	0.83000
15	0.85000
16	0.87000
17	0.89000
18	0.91000
19	0.93000
20	0.95000
21	0.97000
22	0.99000
23	1.01000

Q·10

Der Einfluß der Absorptionsstärke auf die Intensitätschwächung stellt sich dann folgendermaßen dar:

$$\Delta Q / Q_0 = e^{-A/2} \cdot (1 - e^{-A}) \quad (\text{Gl. VI.2})$$

$$A \rightarrow 0 \quad \Delta Q / Q_0 \rightarrow 0$$

$$A \rightarrow \infty \quad \Delta Q / Q_0 \rightarrow 0$$

$$A = \ln 3 \quad \Delta Q / Q_0 = 0,61 \quad (\text{Maximalwert})$$

Tabelle VI.1 gibt einen Überblick über typische Intensitätsabnahmeintervalle.

Es sind zusätzlich die Energien angegeben, die der Startposition ($Q_{\max}$) und der Endposition ($Q_{\min}$) des Brenners zu Beginn der Abscheidezone zu erwarten sind, wenn unterschiedliche Intensitäten zu Beginn des Vorlaufs (Q_0) angenommen werden. Wird zusätzlich für eine wirtschaftliche Nutzung der Laserstrahlung angenommen, daß die Intensität an der Endposition des Brenners mindestens 50 % des anfänglichen Wertes beträgt, ergibt sich als Grenze für die Absorptionsstärke:

$$e^{-1,5 \cdot A} \geq 0,5 \quad \text{oder} \quad A \leq 0,46$$

In den betreffenden Bereichen (Abb. VI.15) liegen die Linien gleicher Abscheidelänge oder Effizienz sehr dicht und sind nur für Intensitäten größer $Q=100$ ($RL=1$) bzw. $Q=1000$ ($RL=0,5$) hinreichen parallel zur Abszisse, so daß die Intensitätsänderung Effizienz und Abscheidelänge nicht beeinflußt. Daraus ergibt sich als Forderung an die Eintrittsintensität, daß für $RL=1$ Q_0 größer als 100 und für $RL=0,5$ Q_0 größer als 1000 sein muß. Dann ergibt sich eine Erhöhung der Effizienz von 57 % auf 75 %.

Die möglichen Verbesserungen sind also geringer als im Falle der Partikelabsorption und es sind deutlich höhere Laserleistungen erforderlich. Ferner müsste die Konstanz der Eintrittsbedingungen bei diesen Leistungen noch überprüft werden. Aufgrund der zu erwartenden weniger guten Ergebnisse ist davon jedoch abgesehen worden.

A	$\Delta Q/Q_0$	$Q_{\max} - Q_{\min}$					
		$Q_0 = 10^4$		$Q_0 = 10^2$		$Q_0 = 1$	
30	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-3} -$	0	$3 \cdot 10^{-5} -$	0	0 -	0
20	$4,5 \cdot 10^{-5}$	0,45 -	0	$4,5 \cdot 10^{-3} -$	0	$4,5 \cdot 10^{-5} -$	0
10	$6,7 \cdot 10^{-3}$	67 -	$3 \cdot 10^{-3}$	$0,67 -$	$3 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-3} -$	0
5	0,082	820 -	5,5	8,2 -	0,055	$8,2 \cdot 10^{-2} -$	$5,5 \cdot 10^{-4}$
0,5	0,31	7790 -	4720	77,9 -	47,2	0,779 -	0,472
0,1	0,01	9500 -	8600	95 -	86	0,95 -	0,86
0,01	0,01	9950 -	9850	99,5 -	98,5	0,995 -	0,985

Tab. VI.1: Übersicht über die relative Intensitätsabnahme ($\Delta Q/Q_0$) und die sich daraus ergebenden Intensitätsunterschiede für absorbierte Laserstrahlung zu Beginn der Abscheidezone, wenn der Außenofen an seiner Startposition steht ($Q_{\max}$) bzw. wenn er seine Endposition erreicht hat ($Q_{\min}$), für verschiedene Laserintensitäten zu Beginn der Vorlaufzone (Q_0).

VI.4 Übersicht über bisher durchgeführte experimentelle und numerische Untersuchungen und Vergleich mit eigenen Arbeiten

Die prinzipielle Möglichkeit laserverstärkter Abscheidung wurde von Morse et. al. (10) und Schneider et. al. (11) im Versuch gezeigt. Für ein stationäres Aerosol in einem geschlossenen Zylinder zeigte Morse die Ausbildung einer partikelfreien Zone im Strahlengang eines CO_2 -Lasers bei koaxialer Durchstrahlung des Zylinders (Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$, Leistung 100 W).

Die Einbringung desselben Laserstrahls in einen Standard MCVD-Aufbau erhöhte die Effizienz und erbrachte einen dichte-

ren und besser anhaftenden Niederschlag auf dem Depositionsrohr. In diesem horizontalen Aufbau wurde im Anschluß an das Abscheidegebiet ein eng begrenzter Teilchenstrahl beobachtet, welcher trotz Rotation des Rohres im jeweils unteren Teil der Stömung am Ende der Abscheidezzone entstand und sich stromab nach einer Länge von ca. 10 cm auf dem oberen Teil des Rohres abschied. Dieser Teilchenstrahl wurde durch auftriebsbedingte Sekundärströmungen im Rohrquerschnitt erklärt.

Ebenfalls unter Standard MCVD-Bedingungen erhielt Schneider eine Erhöhung der Effizienz um 5,7 % bis 6,6 %. In beiden Fällen wurde der Laserstrahl jedoch vom Gasaustritt aus in das Rohr eingestrahlt.

Theoretische Untersuchungen laserunterstützter Abscheidung wurden von Morse, Cipolla, Wang und Ravikumar durchgeführt. Ausgehend von eindimensionalen Berechnungen in karthesischen und zylindrischen Koordinaten (39) konnten sie zeigen, daß bei homogener Bestrahlung schon durch geringe Mengen absorbierte Energie der Rohrquerschnitt frei von Partikeln ist, abgesehen von einer dünnen Wandgrenzschicht, deren Dicke umgekehrt proportional zur Laserleistung und Schmidt Zahl ist. Mit einem fokussierten Laserstrahl mit gauß'scher Intensitätsverteilung ergab sich unter gleichen Bedingungen die schon experimentell gefundene teilchenfreie Zone im Strahlengang. In diesen Rechnungen wurde angenommen, daß die absorbierte Energie durch Wärmeleitung abgeführt wird und die Teilchenbewegung nur aufgrund von Thermophorese und Diffusion erfolgt.

Die zeitliche Entwicklung der eindimensionalen Partikelverteilung bei Vernachlässigung der Diffusion zeigt das Wandern von Teilchen aus bestrahlten Bereichen heraus (39). Im Falle einer Intensitätsverteilung des Laserstrahls, welche auf der Achse ein Minimum und zwischen Achse und Wand ein Maximum aufweist, wandern Teilchen zunächst auch in die Strahlmitte und verlassen diese nur sehr langsam.

Weiterhin wurde unter der Annahme konstanter Stoffwerte und somit vorgegebenem Geschwindigkeitsprofils die Temperatur-

und Konzentrationsfelder sowie Teilchenbahnen zweidimensional in Zylindersymmetrie berechnet (40,20). Hierbei wurde eine homogene Verteilung der Partikel bei konstanter Eintrittstemperatur angenommen. Abscheidung wurde entweder durch eine niedrigere konstante Wandtemperatur oder durch einen Rechteck-Temperaturimpuls als Brennermodell (40) sowie einer langsam parabolisch ansteigenden Wandtemperatur mit einer linear steil abfallenden Kühlflanke und anschließend konstant niedriger Wandtemperatur (20) simuliert. Verstärkte Abscheidung bei Lasereinsatz konnte nachgewiesen werden.

Ein Vergleich der erhaltenen Werte für die Effizienz bei oben beschriebenen Wandtemperaturprofil mit eigenen Rechnungen und dem in Abb. VI.2 gezeigten Wandtemperaturprofil ist in Tabelle VI.2 zusammengestellt. Die Parameter A , Q und RL sind aus den angegebenen Werten berechnet. Die Effizienzwerte der eigenen Rechnungen mußten aus den Abbildungen VI.11 interpoliert werden. Den Rechnungen liegen auch unterschiedliche thermophoretische Konstanten zugrunde (Morse et. al. $K_{rh}=0,9$; eigene Rechnungen $K_{rh}=0,55$). Dies hat jedoch bei Berechnungen mit einem Brennermodell als Wandtemperaturvorgabe, wie bereits erwähnt (Kap. IV.7), geringen Einfluß, da die Teilchen zunächst stärker von der Wand weggetrieben werden und somit auch eine stärkere thermophoretische Kraft zur Abscheidung erforderlich ist.

Die Erhöhung der Effizienz ist im Falle konstanter Stoffwerte (20) größer, da die mittlere Geschwindigkeit geringer ist. Es scheiden sich für hohe Leistungen (Abb. VI.16) bereits vor Erreichen der maximalen Wandtemperatur Teilchen ab, was für variable Stoffwerte (eigene Rechnungen) erst für sehr viel höhere Leistungen der Fall ist (vergl. Abb. VI.7). Zu berücksichtigen ist ferner, daß die Partikel bei den Berechnungen von Morse et. al. bereits vom Eintritt an Strahlung absorbieren, ein Abdrängen aus dem Laserstrahl also früher einsetzt. Die Absorption bei den eigenen Berechnungen startet erst mit Erreichen der Reaktionstemperatur und soll so ein realistischeres Bild geben.

Q · RL ²	Effizienz	
	Rechnungen nach (20)	eigene Rechnungen
0	48 %	52 %
5,7	63 %	61 %
17,3	77 %	68 %
34,7	87 %	74 %

Tab. VI.2: Vergleich der Effizienzen nach den Berechnungen mit konstanten Stoffwerten von Morse, Wang und Cipolla (20) mit eigenen Berechnungen für einen Laserradius von $RL=1$ und einer Absorptionsstärke von $A=4,7$. Die Werte zeigen nur Tendenzen auf, da die zugrunde gelegten Wandtemperaturprofile wie auch die thermophoretischen Konstanten nicht dieselben waren.

Der Zusammenhang von laserunterstützter Abscheidung und Auftrieb in einem vertikalen Rohr mit Abwärtsströmung wurde ebenfalls von Morse et. al. (19) untersucht. Es werden die Ergebnisse für konstante Stoffwerte und Bousinesque-Näherung mit denen für variable Stoffwerte verglichen. Die Berechnung mit variablen Stoffwerten wurde mit Hilfe des SIMPLER-Codes (Patanka und Spalding, (41) durchgeführt, mit welchem zweidimensionale, elliptische Differentialgleichungen in Zylinderkoordinaten (Berücksichtigung der zweiten Ableitung in Hauptströmungsrichtung) gelöst werden. Für volumetrisch konstante Energiezufuhr zeigten sie, daß die Verminderung der Strömungsgeschwindigkeit durch Aufheizung bei steigender Energiedichte in der Boussinesque-Näherung zur Strömungsumkehr führt, während die Strömungsrichtung für variable Stoffwerte ungeändert bleibt.

$$\begin{aligned} A &= 4,7 \\ RL &= 1 \\ Q \cdot RL^2 &= 34,7 \end{aligned}$$

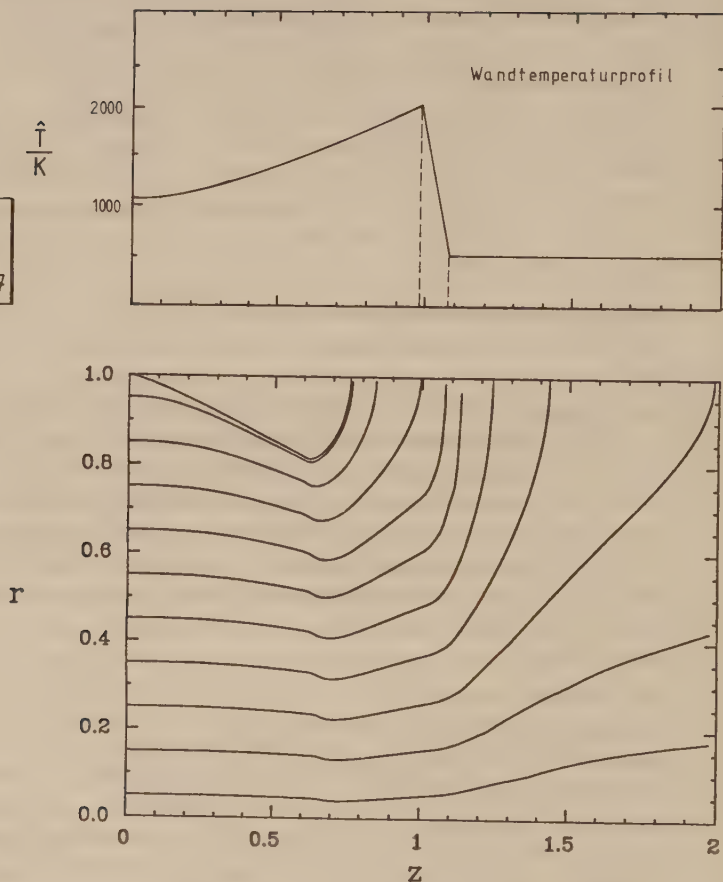


Abb. VI.16: Teilchenbahnen nach Morse, Wang und Cipolla (20) mit zugehörigem Wandtemperaturprofil. Die Teilchen scheiden sich bereits vor Erreichen der maximalen Wandtemperatur ab. Die entsprechenden Parameter wurden aus den angegebenen Daten berechnet.

Von Wang (21) wurde ebenfalls mit dem SIMPLER-Code Absorption durch Teilchen berechnet. Das SIMPLER-Programm basiert auf elliptischen Gleichungen, welche im Unterschied zu den eigenen Rechnungen (vergl. Kap. II.5) die diffusiven Terme in axialer Richtung noch mitberücksichtigen. Ein weiterer Unterschied zu den eigenen Rechnungen besteht in der Anwendung der Zustandsgleichung für ein ideales Gas. Während für die eigenen Rechnungen gezeigt worden ist, daß hauptsächlich das Trägergas für den Druck verantwortlich ist (Kap. II.4.2) ($\rho_g = 1/T$, $\rho_g + \rho_p = (1+c)/T$), wird im SIMPLER-Programm die Gesamtdichte eingesetzt ($\rho_g + \rho_p \approx 1/T$). Somit sind die konvektiven Terme nicht konzentrationsabhängig. Der Einfluß der Teilchenkonzentration auf die Konvektion ist in Kap. IV.6 jedoch nachgewiesen worden.

Wang zeigt Aufheizung und Teilchenabscheidung bei homogener Teilchenkonzentration im Eintritt und fester und identischer Eintritts- und Wandtemperatur für verschiedene Fokussierungen und Laserleistungen. Es zeigte sich die Möglichkeit vollständiger Abscheidung für hohe Laserleistungen, wobei die Steigerungsrate mit der Laserenergie abnahm, wie auch in dieser Arbeit zu erkennen war. Einen Vergleich der Entwicklung der Effizienz in Strömungsrichtung für den von Wang berechneten Fall mit eigenen Berechnungen zeigt Abb. VI.17. Die aus den von Wang angegebenen Daten berechneten Parameter sind vermerkt. Die Übereinstimmung ist gut trotz unterschiedlicher thermophoretischer Konstanten.

Ein weiterer qualitativer Vergleich der Rechnungen ist in Abb. VI.18 a-c (Wang (21)) und Abb. VI.19 a-c zusammengestellt anhand von Temperatur- bzw. Isothermenfeldern. Der Abstand vom Beginn der Absorption bei Wang bis zum Ende des Berechnungsgebietes beträgt auf die dimensionslose Skalierung in Abb. VI.19 übertragen ca. 2,0 .

Es zeigt sich qualitativ gleiches Verhalten. In Abb. VI.19 sind Isothermen oberhalb von 2000 K nicht mehr eingetragen. Aus diesem Grunde soll die Lage der 2000 K-Isotherme sowie der 1200 K und 1000 K-Isotherme mit entsprechend markierten Schnitten in Abb. VI.18 verglichen werden. Beiden Rechnungen

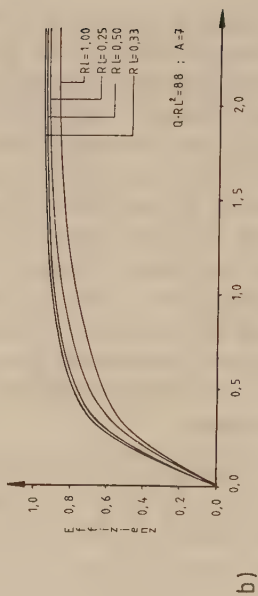
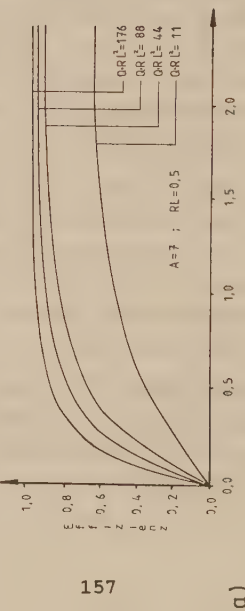
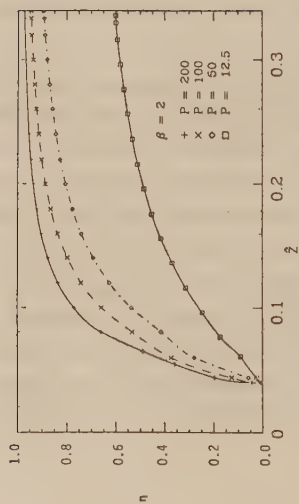
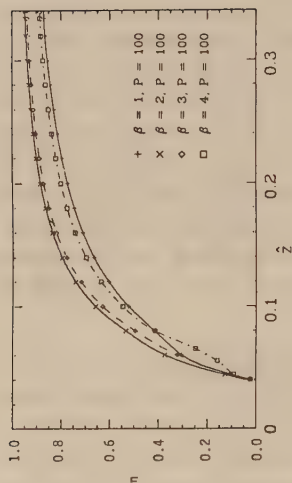


Abb. VI.17: Vergleich der Entwicklung der Effizienz in axialer Richtung für Rechnungen von Wang (21) mit eigenen Ergebnissen für unterschiedliche Laserleistungen (a) und Laserstrahlradien (b). In den Angaben von Wang ist β der reziproke Laserparameter und P die dimensionsbehaftete Laserleistung. Die Parameter wurden entsprechend umgerechnet und sind im unteren Teil des Bildes angegeben.

gemeinsam ist der zunehmend steilere Temperaturanstieg mit Zunahme der Laserfokussierung. Im Falle $RL=1,0$ liegt die Maximaltemperatur jeweils wenig unterhalb 1700 K. Am Austritt bzw. für $2/(R \cdot RE)=2,0$ liegt die Temperatur noch über 1000 K. Der Schnittpunkt der 1200 K-Isotherme mit der Achse ($R \cdot RE=0,15$ nach Wang) entspricht sich in beiden Rechnungen. Alle anderen Schnittpunkte liegen in der Berechnung von Wang weiter stromab, umso mehr, je höher die Temperatur auf der Isothermen ist. Dies könnte zum einen an Wärmeleitung in axialer Richtung liegen, welche durch die eigenen Rechnungen nicht berücksichtigt wird. Zum anderen verstärken in den eigenen Rechnungen die zur Rohrwand wandernden Teilchen den Energietransport aus zentralen Rohrbereichen zur Wand, sodaß diese Bereiche schneller auskühlen (vergl. Kap. IV.6). Diese beiden Effekte können anhand der vorliegenden Rechnungen nicht getrennt und ihr jeweiliger Einfluß bewertet werden.

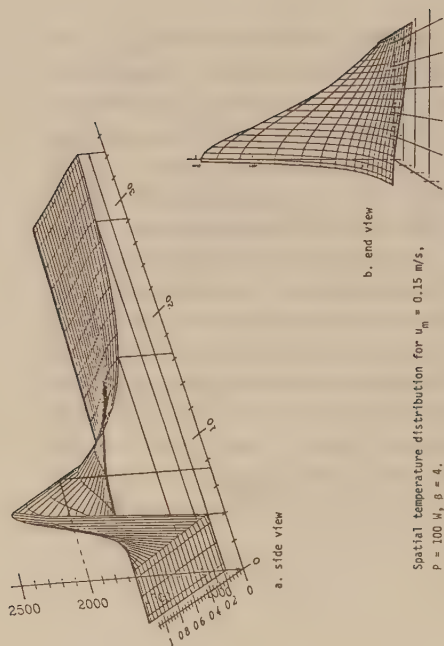
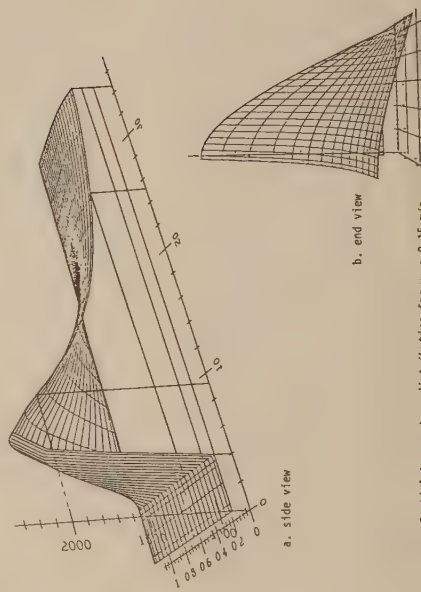
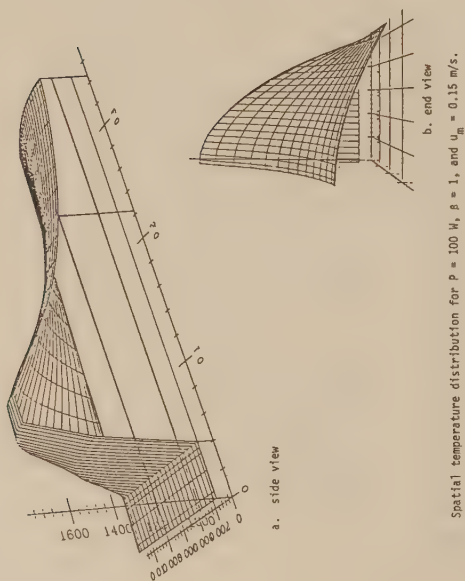


Abb. VI.18:
Temperaturprofile bei der Absorption von Laserstrahlung durch eine anfangs isotherme Strömung mit konstanter Teilchenkonzentration für unterschiedliche Laserradien nach (Wang (21)): $\beta=1,0$ ($RL=1,0$), $\beta=2,0$ ($RL=$,5) und $\beta=4,0$ ($RL=0,25$)

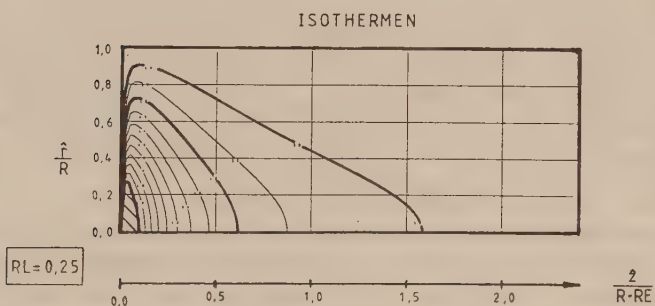
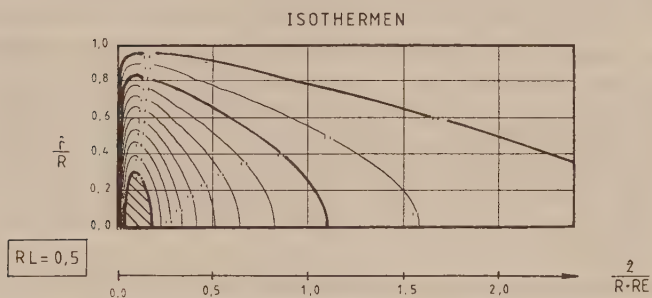
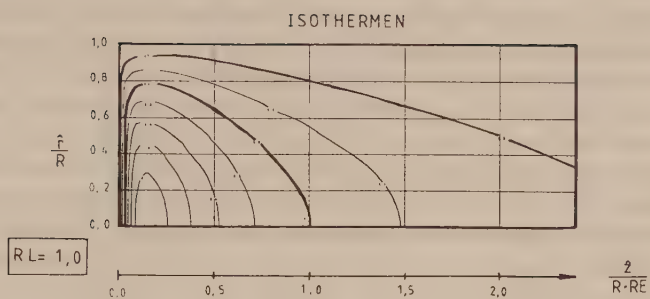


Abb. VI.19: Eigene Vergleichsrechnung zu den in Abb. VI.18 gezeigten Ergebnissen dargestellt durch Isothermenfelder.

VI.5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion

Durch laserunterstützte Abscheidung kann eine vollständige Abscheidung annähernd erreicht werden. Die damit verbundenen Abscheidelängen sind jedoch entsprechend groß. Die günstigste Beeinflussung der Abscheidung geschieht mit einem Laserradius, der halb so groß ist wie der Rohrradius. Durch zu hohe Laserleistungen, werden in der Strömung Temperaturen von über 2500 K erreicht. Bei diesen Temperaturen muß auch der Energieverlust durch Strahlung der Partikel mit berücksichtigt werden. Ebenso nicht unberücksichtigt bleiben kann der steigende Dampfdruck von Glas, welcher zur Auflösung der Partikel führen kann. Aussagen über diesen Bereich der Abscheidung können hier nicht getroffen werden.

Im Vergleich zur Abscheidung im Doppelrohrprozeß erweist sich die Verbesserung des Verfahrens durch Laserunterstützung insbesondere wegen der großen Abscheidelängen als wenig bedeutungsvoll. Auf eine absorbierende Komponente im Gas sollte wegen der ungleichmäßigen Abscheidebedingungen aufgrund abnehmender Laserintensität vor dem stromab fahrenden Brenner ganz verzichtet werden.

Durch Einkopplung des Laserstrahls vom Gasaustritt aus lassen sich möglicherweise geringere Abscheidelängen erzielen, da die ungeschwächte Strahlintensität im Abscheidebereich absorbiert wird und dort zu stärkerer Aufheizung führt. Berechnet werden kann dieser Fall jedoch mit dem hier zugrunde gelegten Gleichungssystemen nicht. Durch die Umkehrung des Strahlengangs findet in der Strömung eine Wechselwirkung stromaufwärts statt, die nur durch elliptische Differentialgleichungen richtig wiedergegeben wird.

Die hohen Abscheidelängen bei laserunterstützter Abscheidung eröffnen die Möglichkeit gleichmäßiger Abscheidung auf einer Länge von etwa 1 m, sodaß das gesamte Rohr gleichzeitig beschichtet werden kann. Da die radiusabhängige Teilchenstromdichte im Eintritt auf der Achse und auf der Wand verschwindet und dazwischen ein Maximum annimmt, kann der Teilchenbahnverlauf einer langen, gleichmäßigen Abscheidung abge-

schätzt werden. Nimmt man an, daß zunächst wandnah gebildete Teilchen abgeschieden werden und erst zum Schluß achsnah gebildete, ist zu fordern, daß die Teilchenbahnen, welche gleichmäßig verteilt über dem Eintrittsquerschnitt starten, zu Beginn und am Ende der Abscheidezone dichter auf die Wand treffen, um den geringeren Massenstrom zu kompensieren. Zu Beginn der Abscheidezone ist dies aufgrund der Kühlflanke bereits gegeben. Zum Ende der Abscheidezone müßte die Teilchenbahnbündelung durch den Laserstrahl erzielt werden. Dies ist wiederum nur denkbar für einen vom Gasaustritt aus eingekoppelten Laserstrahl.

Bevor weitere Rechnungen zu diesen Varianten erfolgen, sollte durch ein Experiment die Möglichkeit der Reduzierung der Abscheidelänge durch vom Gasaustritt aus eingekoppelter Laserstrahlung aufgezeigt werden.

Es besteht ferner die Möglichkeit, den Strahl divergent durch die Abscheidezone verlaufen zu lassen. Ausgehend von der Abscheidung bei einem Laserradius von $RL=0,2$ könnte hierdurch der Strahl den verdrängten Teilchen folgen und die Abscheidung weiter verstärken. Im Experiment wäre es dann erforderlich, mit Verfahren des Außenofens den Strahl simultan zu fokussieren, um den Verlauf des Strahlradius über der Erzeugungs- und Abscheidezone konstant zu halten.

Soll hierbei alternativ Abscheidung auf der gesamten Rohrlänge versucht werden, kann der einmal eingestellte, divergente Strahlverlauf unverändert bleiben. Jedoch muß der Strahl wiederum vom Gasaustritt aus eingekoppelt werden, da anderenfalls die Unterstützung der Abscheidung durch den Laser bei Absorption und Strahlaufweitung nachläßt, sodaß mit kontinuierlich abnehmender Dicke der Abscheidung zu rechnen ist. Sind Strömungsrichtung und Strahlengang entgegengesetzt, wird die zunächst in Randgebieten des Strahlquerschnittes absorbierte Energie kontinuierlich gebündelt und die Energiedichte erhalten oder gegebenenfalls verstärkt.

VII Zusammenfassung und Ausblick

Herstellungsverfahren für Glasfaservorformen sind in ihrer Leistungsfähigkeit eingeschränkt durch hohe Materialverluste und niedrige Abscheideraten. In dieser Arbeit wurde daher eines dieser Verfahren - das MCVD-Verfahren - mit Hilfe numerischer Simulation untersucht.

Zur mathematisch-physikalischen Beschreibung des Verfahrens wurden zwei Differentialgleichungssysteme entwickelt. Das eine erlaubt die Simulation der thermophoretischen Teilchenabscheidung, wenn die Teilchen selbst keinen Einfluß auf das Strömungs- und Temperaturfeld ausüben. Im zweiten System wird der Einfluß der Teilchenkonzentration auf die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder mit berücksichtigt, insbesondere die Absorption von Laserstrahlung durch die Teilchen.

Für das Standard MCVD-Verfahren ergaben sich günstige Abscheidebedingungen für einen vertikalen Aufbau mit Abwärtsströmung, einer hohen Prandtl Zahl und hoher Teilchenkonzentration. Die Gestaltung des Ofens war von untergeordneter Bedeutung, während die Abscheidung durch starke Kühlung verbessert wurde. Trotzdem wurden nur Abscheideeffizienzen von weniger als 70 % und große Abscheidelängen erhalten.

Im Doppelrohrverfahren geschah die Teilchenabscheidung aus einem Ringspalt, dessen innere Wand zu Erhöhung der Temperaturgradienten zusätzlich geheizt wurde. Die Abscheidung erfolgte stets vollständig und es waren nur die Abscheidelängen zu minimieren. Da viele Parameter auf die günstigste Gestaltung beider Öfen wenig Einfluß haben, kann für die Ofenkonstruktion ein großer Spielraum eingeräumt werden. Die kleinst mögliche Abscheidelänge ließ sich jeweils durch Vorziehen des inneren Ofens zum Gaseintritt einstellen bis kurz vor jenem Punkt, ab dem Teilchen bereits vor dem Außenofen abgeschieden wurden.

Für unterschiedliche Radienverhältnisse der den Ringspalt begrenzenden Rohre ergaben sich minimale Abscheidelängen für unterschiedliche maximale Temperaturen auf dem inneren Rohr.

Die Abscheidung war für hohe Radianverhältnisse günstiger als für niedrige. Die höchsten Abscheideraten ergaben sich für ein Radianverhältnis von 0,7 und gleicher maximaler Innen- wie Außentemperatur von 2000 K. Ein Einfluß der Prandtl Zahl oder des Auftriebes war für hohe Radianverhältnisse nicht festzustellen.

Die Abscheidung auf dem Innenrohr zeigte sich als gleichwertige Alternative zur Außenabscheidung. Vor- und Nachteile bei der technischen Umsetzung beider Konzepte favorisierten keine der beiden Varianten.

Mit der Absorption von Laserstrahlung durch die abzuscheiden- den Teilchen war nahezu vollständige Abscheidung möglich. Die Abscheidelängen übertrafen jedoch noch diejenigen des Standard MCVD-Verfahrens. Je nach Laserleistung ergaben sich mit Laserradien von etwa einem halben Rohrdurchmesser die größten Effizienzerhöhungen. Die Absorptionsstärke bestimmte den Anteil absorbierter Laserleistung, hatte aber auf die Abscheidung wenig Einfluß. Zu hohe Laserleistungen und Absorptionsstärken führten zu sehr hohen Temperaturen in der Gasströmung, welche dann nicht mehr vollständig von dem Berechnungsmodell beschrieben werden konnte.

Bei der Absorption durch ein Hintergrundgas mußte wenig abnehmende Laserleistung stromauf des fahrenden Brenners für konstante Bedingungen während der Abscheidung gefordert werden. Damit schränkte sich der mögliche Einsatzbereich dieser Verfahrensvariante auf Parameterkombinationen ein, mit denen nur geringe Verbesserungen erzielbar waren. Diese Variante wurde daher verworfen.

Dem Vergleich mit anderen Hochleistungsverfahren für die Herstellung von Glasfaservorformen hält nur das Doppelrohrverfahren stand. Daher soll dieses Konzept in die Praxis umgesetzt werden. Andere, hier nicht untersuchte Alternativen wären beheizbare Strömungseinbauten, die anstelle des inneren Rohres vom Gasaustritt aus bis in den Ofenbereich geschoben würden und durch geeignete Formgebung die Strömung im Bereich der Abscheidung zur Außenwand abdrängten. Auch die

Untersuchung der Einkopplung der Laserstrahlung vom Gasaustritt her verspricht günstigere Ergebnisse.

Unter anderem besteht damit die Möglichkeit, die hohen Abscheidelängen zu nutzen, um bei stationärem Ofen eine gleichmäßige Abscheidung auf der gesamten Rohrlänge zu erhalten und so die Wirtschaftlichkeit des Verfahrens zu erhöhen.

Als sinnvolle Erweiterung des Berechnungsmodells zeichnet sich die Einführung einer konzentrations- und temperaturabhängigen Reaktionsrate ab, durch welche die Dauer der chemischen Reaktion besser beschrieben wird. Des weiteren sollte der Energieverlust der Partikel durch Strahlung insbesondere bei der Absorption von Laserstrahlung mit in die Rechnung einbezogen werden, da auf diese Weise die z. T. überhöhte Gastemperatur abgebaut werden kann. Zuletzt wäre noch die Berücksichtigung der Rotation eines vertikalen Rohres denkbar, ohne daß auf die parabolische Näherung verzichtet werden muß. Dieser Einfluß ist jedoch nicht von vergleichbarer Bedeutung.

VIII Literaturverzeichnis

- (1) Schmidt, S., Detroy, K. "Lichtwellenleiter: Das Übertragungsmedium der Zukunft", Forum für Fach- und Führungsnachwuchs, DSV Studenten Verlag GmbH, St. Gallen (CH), Mai 1987
- (2) O'Mahony, M. J. Marshall, I. W., Westlake, H. J., Devlin, W. J., Regnault, J. C. "A 200-km 1,5 μm optical transmission experiment using a semiconductor laser amplifier repeater" Proc. OFC'87, Reno (1987)
- (3) CSELT, "Optical Fiber Communication" (McGraw Hill, 1980) S. 14
- (4) Koel, G. J. "Technical and Economic Aspects of the Different Fibre Fabrication Processes" Annales des Telecommunication 38 (1983)
- (5) Bachmann, P. K., Geittner, P., Lydtin, H. "Progress in the PCVD Process" Proc. OFC'86 S. 76 Atlanta (1986)
- (6) Sandoz, F., Hamel, Ph., Piffaretti, J. "A New Method to Increase the Deposition Efficiency in MCVD-Process" Proc. 10th ECOC, Stuttgart (1984)
- (7) Buehl, W. M. United States Patent No. 4,328,017 (1982)
- (8) Siegfried, R. W. United States Patent No. 4,328,018 (1982)
- (9) Weinberg, M. C. "Thermophoretic Deposition of Particles in Laminar Flow in a Concentric Annulus" J. Am. Ceram. Soc. 66 439ff (1983)
- (10) Morse, T. F., DiGiovanni, D., Wang, C. Y., Cipolla Jr., J. W. "Laser Enhancement of Thermophoretic Deposition Process" J. Lightwave Techn. 2 151ff (1986)
- (11) Schneider, H. W., Eichinger, J., Gerndt, Ch. "Laser-Enhanced Silica Deposition for Fiber Preform Preparation" Proc. OFC'85, San Diego (1985)

- (12) Walker, K. L., Homsy, G. M., Geyling, F. T. "Thermophoretic Deposition of Small Particles in Laminar Tube Flow" J. Colloid Interface Sci. 69 138ff (1979)
- (13) Simpkins, P. G., Greenberg-Kosinski, S., MacChesney, J. B. "Thermophoresis: The Mass Transfer Mechanism in Modified Chemical Vapor Deposition" J. Appl. Phys. 50 5676ff (1979)
- (14) Weinberg, M. C. "Thermophoretic Efficiency in Modified Chemical Vapor Deposition Process" J. Am. Ceram. Soc. 65 81ff (1982)
- (15) Morse, T. F., Cipolla Jr., J. W. "Laser Modification of Thermophoretic Deposition" J. Colloid Interface Sci. 97 137ff (1984)
- (16) Walker, K. L., Geyling, F. T., Nagel, S. R. "Thermophoretic Deposition of Small Particles in the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process" J. Am. Ceram. Soc. 63 552ff (1980)
- (17) Girardin, D., Stressing, N., Cipolla Jr., J. W., Morse, T. F. "One Dimensional Unsteady Thermophoretic Motion" ASME winter annual meeting, Boston (1983)
- (18) Wang, C. Y., Morse, T. F., Cipolla Jr., J. W. "Laser Induced Natural Convection and Thermophoresis" J. Heat Transfer 107 161ff (1985)
- (19) DiGiovanni, D., Wang, C. Y., Morse, T. F., Cipolla, J. W. "Laser Induced Buoyancy and Forced Convection in Vertical Tubes", Natural Convection: Fundamentals and Applications (Hemisphere Press, 1984) ed. Aung, W. and Kakac
- (20) Morse, T. F., Wang, C. Y., Cipolla Jr., J. W. "Laser-Induced Thermophoresis and Particulate Deposition Efficiency" J. Heat Transfer 107 155ff (1985)
- (21) Wang, C. Y. "Some Model Problems in the Laser-Enhanced MCVD Process" PhD Thesis at Brown University, Providence, RI (1985)

- (22) Walker, K. L., Harvey, J. W., Geyling, F. T., Nagel, S. R. "Consolidation of Particulate Layers in the Fabrication of Optical Fibre Preforms" J. Am. Ceram. Soc. 63 96ff (1980)
- (23) Powers, D. R. "Kinetics of SiCl_4 Oxidation" J. Am. Ceram.Soc. 61 295ff (1978)
- (24) Talbot, L., Cheng, R. K., Schefer, R. W., Willis, D. R. "Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer" J. Fluid Mech. 101 737ff (1981)
- (25) Waldmann, L. "Rarefied Gas Dynamics" (Academic Press, New York, 1961) S. 323ff
- (26) Mehrotra, S., Alam, M. K. "Particle Deposition in Fabrication of Optical Fibers by the MCVD Process" Aerosols: Formation and Reactivity Proc. 2nd Int. Aerosol Conference S. 972ff Berlin (1986)
- (27) van de Hulst, H. C. "Light Scattering by Small Particles" (John Wiley & Sons, New York 1957)
- (28) Bird, R. B., Stewart, W. E., Lightfoot, E. N. "Transport Phenomena" (Wiley International Edition, 1960)
- (29) AEROSIL: Herstellung, Eigenschaften und Anwendung Degussa PT 52-0-4-678 K (1978)
- (30) Schlichting, H. "Boundary Layer Theory" (17 th edition, McGraw Hill, New York 1979)
- (31) Richtmeyer, R. D., Morton, K. W. "Difference Methods for Initial-Value Problems" (Interscience, New York 1967)
- (32) Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A. "Taschenbuch der Mathematik" (Verlag Harri Deutsch, 1979)
- (33) Overhoff, T. "Untersuchung der thermophoretischen Abscheidung von Glaspartikeln aus laminaren Rohrströmungen unter dem Einfluß der Absorption von Laserstrahlung durch das Trägergas" Studienarbeit am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, Ruhr Universität Bochum

(Mai 1986)

- (34) Hilgenstock, M. "Dokumentation des Programmes PARTIKL zur Berechnung von axialer Impulsgleichung, Energiegleichung und Teilchenkonzentrationsgleichung in zweidimensionalen Zylinderkoordinaten und "slender channel" Näherung" interner Bericht am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, Ruhr Universität Bochum (1987)
- (35) Seedorf, M. "Fabrication of Optical Fiber Preforms Using the MCVD-Process" Diplomarbeit an der Brown University, Providence (RI) bei Prof. T. F. Morse
- (36) Derjaguin, B. V., Rabinovich, Y. I., Storozhilov, A. I., Shcherbina, G. I. "Measurement of the Coefficient of Thermal Slip of Gases and the Thermophoreses Velocity of Large-Size Aerosol Particles" J. Colloid Interface Sci. 57 451ff (1976)
- (37) Overhoff, T. "Untersuchung des technischen Potentials eines MCVD-Doppelrohrprozesses mit Abscheidung auf dem Innenrohr" Diplomarbeit am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, Ruhr Universität Bochum (Februar 1987)
- (38) Overhoff, T. "Messung der durch Graphitwiderstandsöfen hervorgerufenen Temperaturprofile beim vertikalen MCVD-Prozeß" Konstruktiver Entwurf am Lehrstuhl für Wärme- und stoffübertragung, Ruhr Universität Bochum (Oktober 1986), Betreuer: Riemann, H.-A.
- (39) Cipolla Jr., J. W., Morse, T. F. "Heat Transfer and Thermophoresis in an Absorbing Aerosol" ASME paper no. 83-HT-55, presented at 21 Nat. Heat Transfer Conference, Seattle (July 1983)
- (40) Ravikumar, S., Cipolla Jr., J. W., Morse, T. F. "Thermophoretic Transport In Laminar Tube Flow of an Absorbing Aerosol" ASME Publication 84WA/HP44
- (41) Patankar, S. V. "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" (Hemisphere Publishing Corporation, Washinfon 1980)

- (42) Riemann, H.-A. "Optimierung der Rohrwandtemperaturprofile für die Herstellung von Glasfaservorformen mit dem MCVD-Doppelrohrprozeß" Diplomarbeit am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, Ruhr Universität Bochum (Juli 1985)
- (43) Schneider, W. "Mathematische Methoden der Strömungstechnik" Vieweg (1978) S.211ff

IX Anhang

A II.1 Abschätzung des Fehlers durch Annahme der Haftbedingung auf einer unbewegten Rohrwand für die axiale Geschwindigkeit

Die reale Geschwindigkeit im Rohr relativ zur Ofenposition (u_{real}) läßt sich zerlegen in eine Komponente relativ zum Rohr (u_{rohr}) und der Geschwindigkeit des Ofens (u_{ofen}):

$$u_{real} = u_{rohr} + u_{ofen} \quad (GL. A 1)$$

Die Geschwindigkeit relativ zum Rohr kann genähert werden durch (in dimensionslosen Koordinaten):

$$u_{rohr} \approx (1-r^2) \langle T \rangle \quad (GL. A 2)$$

mit der mittleren Querschnittstemperatur $\langle T \rangle$ (siehe Kap. II.4.1 und Geschwindigkeitsfelder Kap. IV).

Die Brennergeschwindigkeit beträgt typischerweise dimensionslos 0,01. Gesucht wird der Radius, für den u_{real} zu Null wird:

$$(1-r^2) - 0,01 = 0 \quad \text{oder} \quad (GL. A 3)$$

$$r_0 = \sqrt{1 - 0,01/\langle T \rangle}$$

Für verschiedene mittlere Temperaturen ergibt das (Bezugstemperatur $T_0 = 700 \text{ K}$):

$\langle T \rangle$	r_0
3/7	$1 - 1,2 \cdot 10^{-2}$
1	$1 - 5,0 \cdot 10^{-3}$
20/7	$1 - 1,8 \cdot 10^{-3}$

Der Rand der berechneten Geometrie wandert also mit zunehmender Querschnittstemperatur auf den realen Rand zu. Der Unterschied zwischen den beiden Rändern kann mit der Rechen-schrittweite von 0,02 nicht mehr aufgelöst werden.

Der relative Fehler in der Wandschubspannung $\Delta \tau_w$ kann über die Ableitung der Geschwindigkeitsverteilung abgeschätzt

werden:

$$\Delta \tau_W \approx \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_0} / \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=1} = -r_0 \quad (\text{Gl. A 4})$$

Der Fehler liegt bei bis zu einem Prozent.

A II.2 Gleichungssystem zur Berechnung des Einflusses einer Umfangsgeschwindigkeit auf die Strömung in einem vertikalen, rotierenden Rohr und Abschätzung der Größe des Einflusses

Werden die vollständigen Impulsgleichungen mit einer Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung aufgeschrieben und analog Kap. II.4 Terme geringer Größenordnung vernachlässigt, ergibt sich für ein vertikales, rotierendes Rohr ein erweitertes Gleichungssystem.

Die Umfangsgeschwindigkeit $\hat{w}$ wird analog der radialen Geschwindigkeit $\hat{v}$ entdimensionalisiert:

$$w = \hat{w} \frac{Re}{u_0}$$

Das Verhältnis der Wandgeschwindigkeit $\hat{w}_w$ zur Bezugsgeschwindigkeit u_0 beträgt etwa $1,5 \cdot 10^{-1}$, sodaß mit einer Reynolds Zahl von 100 für die Ordnung von w die Größe 10 angenommen werden kann. Ableitungen in Umfangsrichtung sollen sehr klein sein, da in dieser Richtung weder äußere Kräfte wirken noch Temperaturgradienten aufgeprägt werden können.

Mit diesen Annahmen bleiben die behandelten Gleichungen (Gleichungssystem I a-d, Gleichungssystem II a-d Kap. II.4.6) unverändert. Hinzu kommen zwei Gleichungen, welche aus der radialen und der azimuthalen Impulsgleichung resultieren:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{Re^2} \frac{w^2}{rT} \quad (Gl. A 5)$$

$$\frac{(1+c)}{T} \left(u \frac{\partial w}{\partial z} + v - K_{Ta} \sqrt{T} \frac{c}{(1+c)^2} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r^3 \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (Gl. A 6)$$

Die Geschwindigkeit w kann über die Gleichung A 6 durch einen erweiterten Lösungsalgorithmus bestimmt werden. Gleichung A 5 kann in folgender Weise zur Bestimmung der radialen Änderung des Druckes verwandt werden:

$$p(r+\Delta r) = p(r) + \frac{\partial p}{\partial r} \Delta r = p(r) + \frac{1}{Re^2} \frac{w^2}{rT} \Delta r \quad (Gl. A 7)$$

Bei bekanntem Geschwindigkeitsfeld w kann ausgehend von $p_{(r=0)}$ das Druckfeld berechnet werden:

$$p(z+\Delta z, r=0) = p(z, r=0) + \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{r=0} \Delta z \quad (\text{Gl. A 8})$$

somit wird

$$p(z+\Delta z, r_n) = p(z, r=0) + \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{r=0} \Delta z + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\text{Re}^2} \frac{w^2(r_i)}{r_i T} \Delta r \quad (\text{Gl. A 9})$$

Aus der Massenstromerhaltung kann jetzt $\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{r=0}$ statt eines mittleren Druckgradienten $\langle \frac{\partial p}{\partial z} \rangle$ durch Iteration bestimmt werden.

Es soll nun die axiale Druckänderung mit der radialen verglichen werden. Da die Umfangsgeschwindigkeit auf der Wand maximal ist, wird abgeschätzt:

$$\frac{\partial p}{\partial r} \approx \frac{w_w^2}{\text{Re}^2} \quad \text{mit} \quad T \approx 1 \quad \text{und} \quad r = 1 \quad (\text{Gl. A 10})$$

$$w_w^2 / \text{Re}^2 \approx 2,3 \cdot 10^{-2} \quad \text{und somit} \\ \frac{\partial p}{\partial r} \approx 2 \cdot 10^{-2} \quad \text{im Vergleich zu} \quad \frac{\partial p}{\partial z} \approx 1$$

Für kleinere Reynolds Zahlen oder höhere Umfangsgeschwindigkeiten kann der Einfluß einer azimuthalen Geschwindigkeitskomponente jedoch an Bedeutung gewinnen.

A II.3 Berechnung der Reaktionsdauer

Die von Powers (23) gemessene Abhängigkeit der Reaktionszeit $\tau(T)$ von SiCl_4 zu SiO_2 von der Temperatur läßt sich formelmäßig angeben als:

$$\tau(T) = \exp \left(19,95 - 1,55 \cdot 10^{-2} \frac{T}{^\circ\text{C}} \right) \quad (\text{Gl. A 11})$$

Als lokales Temperaturprofilmodell wird folgende Verteilung angenommen:

$$T_{(f,2)} = 1100^\circ\text{C} + \frac{600^\circ\text{C}}{\Delta z} z \quad ; \quad \text{für } 0 \leq z \leq \Delta z \quad (\text{Gl. A 12})$$

$$T_{(f,2)} = 1700^\circ\text{C} \quad ; \quad \text{für } z \geq \Delta z$$

Die zeitliche Änderung des SiCl_4 -Vorrates V_{SiCl_4} läßt sich beschreiben gemäß:

$$\frac{dV_{\text{SiCl}_4}}{dt} = - V_{\text{SiCl}_4} \frac{1}{\tau(T)} \quad (\text{Gl. A 13})$$

Die Dauer 99 %iger Umsetzung ist dann berechenbar durch:

$$\int_{100\% \text{ SiCl}_4}^{1\% \text{ SiCl}_4} \frac{dV_{\text{SiCl}_4}}{V_{\text{SiCl}_4}} = - \int_{t=0}^{t_E} \frac{dt}{\tau(T)} \quad (\text{Gl. A 14})$$

Die linke Seite ergibt:

$$\ln(0,01) - \ln(1) = - 4,61$$

somit wird:

$$4,61 = \int_{t=0}^{t_E} \frac{dt}{\tau(t)} \quad (\text{Gl. A 15})$$

und die Reaktionsdauer t_E kann bestimmt werden, wenn die Reaktionszeit τ als Funktion von t bekannt ist, d. h. der Temperaturverlauf $T(t)$.

Mit der Annahme einer nur von der mittleren Querschnittstemperatur abhängigen axialen Geschwindigkeit wird:

$$\frac{dz}{dt} = u_{(f,z)} = u_0 \frac{T(r,z)}{T_0} \left(1 - \frac{f^2}{R^2}\right) \quad (\text{Gl. A 16})$$

für $z \leq \Delta z$ ist dann:

$$dz = u_0 \left(1 - \frac{f^2}{R^2}\right) \left(\frac{1100^\circ\text{C}}{T_0} + \frac{600^\circ\text{C}}{T_0} z\right) dt \quad (\text{Gl. A 17})$$

integriert ergibt das:

$$z = \frac{11}{6} \Delta z \left(\exp\left(\frac{600^\circ\text{C} \cdot u_0}{T_0 \cdot \Delta z} \cdot \left(1 - \frac{f^2}{R^2}\right) \cdot t\right) - 1 \right) \quad (\text{Gl. A 18})$$

und entsprechend für die Temperatur und Reaktionszeit:

$$T = 1100^\circ\text{C} \exp\left(\frac{600^\circ\text{C} \cdot u_0}{T_0 \cdot \Delta z} \cdot \left(1 - \frac{f^2}{R^2}\right) \cdot t\right) \quad (\text{Gl. A 19})$$

$$\tau = \exp\left(19,95 - 17,05 \cdot \exp\left(\frac{600^\circ\text{C} \cdot u_0}{T_0 \cdot \Delta z} \cdot \left(1 - \frac{f^2}{R^2}\right) \cdot t\right)\right) \quad (\text{Gl. A 20})$$

Die Integration dieser steil ansteigenden Funktion ist nur numerisch möglich. Zur algebraischen Berechnung wird sie genähert durch:

$$\int_0^{\tau_E} \frac{dt}{\tau(t)} \approx \tau_E \cdot 0,5 \left(\frac{1}{\tau(t_E)} + \frac{1}{\tau(0)} \right) \quad (\text{Gl. A 21})$$

Hieraus kann durch iterative Berechnung die Reaktionsdauer bestimmt werden. Mit typischen Prozeßdaten und einem für die Simulation typischen Temperaturanstieg von $\frac{\Delta z}{R \cdot Re} = 0,01$ ergibt sich für das Integral von $z_{(t=0)}$ bis Δz der Wert 5,7, sodaß die Annahme $z \leq \Delta z$ gesichert ist.

Für verschiedene Radien ist die Reaktionsdauer sowie die Länge der Strecke, welche die Teilchen bis zu 99 %iger Umsetzung zurücklegen, zusammengestellt:

f/R	t_E/s	$z_{(t_E)}/\Delta z$
0	0,014	0,99
0,5	0,018	0,98
0,9	0,063	0,85

Es zeigt sich, daß trotz der kurzen Reaktionszeit wegen der Beschleunigung durch die Aufheizung fast die gesamte Aufheizlänge zur Reaktion gebraucht wird. Dies entspricht etwa 10 Rechenschrittweiten.

Für $r=0$ ist noch einmal die Reaktionsdauer für verschiedene Umsetzungsgrade und die Temperatur am Ende einer solchen Teilreaktion zusammengestellt. Hieraus kann man eine erhöhte mittlere Reaktionstemperatur bestimmen. Aufgrund der recht großen Temperaturunterschiede wäre es jedoch ratsamer, ein erweitertes Reaktionsmodell zu verwenden.

<u>Umsetzung</u> %	$\frac{t_F}{S}$	T (t_E) /°C
7	0,009	1460
16	0,010	1513
33	0,011	1563
46	0,0115	1588
61	0,012	1613
77	0,0125	1639
90	0,013	1665
99	0,014	1700

A II.4 Herleitung der Diffusionsgeschwindigkeit der Partikel und der mittleren Massengeschwindigkeit

Für ein Gemisch aus einem Trägergas und Partikeln wird die mittlere Massengeschwindigkeit bestimmt gemäß (Bezeichnungen siehe Kap. II.2):

$$(\rho_g + \rho_p) \bar{u} = \rho_g \bar{u}_g + \rho_p \bar{u}_p \quad (\text{Gl. A 22})$$

Der von der mittleren Massengeschwindigkeit abweichende Teilchenstrom $\bar{J}_p$ beträgt dann:

$$\bar{J}_p = \rho_p (\bar{u}_p - \bar{u}) \quad (\text{Gl. A 23})$$

und setzt sich aus einem thermophoretischen ($\bar{J}_{th}$) und einem diffusiven Anteil ($\bar{J}_{diff}$) zusammen:

$$\bar{J}_p = \bar{J}_{th} + \bar{J}_{diff} \quad (\text{Gl. A 24})$$

mit (Gl. A 22) und (Gl. A 23) ergibt sich für die Partikelgeschwindigkeit:

$$\bar{u}_p = \bar{u}_g + \frac{\rho_p + \rho_g}{\rho_p \cdot \rho_g} \bar{J}_p \quad (\text{Gl. A 25})$$

mit

$$\bar{u}_{th} = \frac{\rho_p + \rho_g}{\rho_p \cdot \rho_g} \bar{J}_{th} \quad \text{und} \quad \bar{u}_{diff} = \frac{\rho_p + \rho_g}{\rho_p \cdot \rho_g} \bar{J}_{diff} \quad (\text{Gl. A 26})$$

setzt sich die Geschwindigkeit der Partikel zusammen aus:

$$\bar{u}_p = \bar{u}_g + \bar{u}_{th} + \bar{u}_{diff} \quad (\text{Gl. A 27})$$

Für den Diffusionsterm gilt:

$$\bar{J}_{diff} = - (\rho_g + \rho_p) D_g \text{grad} \left(\frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_g} \right) \quad (\text{Gl. A 28})$$

Somit wird die Diffusionsgeschwindigkeit zu:

$$\bar{u}_{diff} = - \frac{(\rho_g + \rho_p)^2}{\rho_g \cdot \rho_p} D_g \text{grad} \left(\frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_g} \right) \quad (\text{Gl. A 29})$$

Für die mittlere Gasgeschwindigkeit ergibt sich mit der thermophoretischen Geschwindigkeit nach Kap II.3:

$$\bar{u} = \bar{u}_g - \frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_g} K_{th} \frac{v}{T} \text{grad } T - \frac{\rho_p + \rho_g}{\rho_g} D_g \text{grad} \left(\frac{\rho_p}{\rho_p + \rho_g} \right) \quad (\text{Gl. A 30})$$

A II.5 Absorption von Laserstrahlung durch Glaspartikel oder das Hintergrundgas

Die Ausbreitung von Strahlung in trüben Medien wird durch die Strahlungstransportgleichung (van de Hulst (27)) beschrieben:

$$\begin{aligned} \vec{s} \text{ grad } I_{(\lambda)} = & \varepsilon_{(\lambda)} I_{s(\lambda)} - (\alpha_{(\lambda)} + \sigma_{(\lambda)}) I_{(\lambda)} \\ & + \frac{\sigma_{(\lambda)}}{4\pi} \int \frac{I_{(\lambda, \vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi} \delta(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{Gl. A 31})$$

Sie gibt die Änderung der Intensität einer Wellenlänge λ in Ausbreitungsrichtung $\vec{s}$ wieder, aufgeteilt in Zugewinn durch Emission des Mediums $\varepsilon_{(\lambda)} I_{s(\lambda)}$ (Index s für schwarzer Strahler), Verluste durch Absorption $\alpha_{(\lambda)} I_{(\lambda)}$ und Streuung $\sigma_{(\lambda)} I_{(\lambda)}$ im Medium und Zunahme durch Streuung aus anderen Richtungen $\vec{s}'$ in Richtung $\vec{s}$ bestimmt durch Streueigenschaften des Mediums $\phi(\vec{s}, \vec{s}')$

Für Partikel, deren Durchmesser klein ist gegen die Wellenlänge einfallender Strahlung, werden der Absorptionskoeffizient $(\alpha_{(\lambda)})$ und Streukoeffizient $(\sigma_{(\lambda)})$ bestimmt durch Rayleigh-Streuung (Morse et. al. (15)). Das Größenverhältnis beträgt für die Oxidpartikel und CO₂-Laserstrahlung 0,02.

$$\alpha_{(\lambda)} = \frac{6\pi\rho_p}{\rho_{\text{SiO}_2}} \frac{\text{Im}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)}{\lambda} \quad (\text{Gl. A 32})$$

$$\sigma_{(\lambda)} = \frac{6\pi\rho_p}{\rho_{\text{SiO}_2}} \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^3 \frac{\text{Re}\left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)}{\lambda} \quad (\text{Gl. A 33})$$

mit

ρ_p	Dichte der Teilchen im Medium
ρ_{SiO_2}	Dichte der Teilchensubstanz
$2a$	Partikeldurchmesser
n	komplexer Brechungsindex

Der Brechungsindex für SiO₂ beträgt $n=1,9-0,3\cdot i$ (Morse et. al. (15)). Für Brechungsindices mit nichtverschwindendem Imaginärteil dominiert die Absorption gegenüber der Streuung:

$$\alpha/\sigma = 6,6 \cdot 10^2 \quad \text{für } \lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m} \text{ und } 2a = 0,3 \text{ } \mu\text{m}$$

Da gleichzeitig angenommen wird, daß Emission durch die Teilchen unberücksichtigt bleibt, reduziert sich die Gleichung zu:

$$\vec{s} \cdot \text{grad } I_{(\lambda)} = \alpha_{(\lambda)} I_{(\lambda)} \quad (\text{Gl. A 34})$$

Der Quellterm für die Absorption in der Energiegleichung bestimmt sich aus:

$$- \text{div } \vec{q}_{\text{str}} = - \text{div} \left(\int_0^\infty \frac{d\Omega}{4\pi} \int d\lambda s I_{(\lambda; \vec{s}, \vec{s}')} \right) \quad (\text{Gl. A 35})$$

mit $\vec{q}_{\text{str}}$ Strahlungswärmestromdichte bei Laserstrahlungsabsorption.

Da koaxial eingestrahktes Laserlicht nur eine Ausbreitungsrichtung und eine Wellenlänge aufweist, reduziert sich der Quellterm zu:

$$- \text{div } \vec{q}_{\text{str}} = \alpha_{(\lambda)} I_{(\lambda)} \quad (\text{Gl. A 36})$$

Ist z die Koordinate in Ausbreitungsrichtung, kann $I_{(\lambda)}$ bestimmt werden.

$$\vec{s} \cdot \text{grad } I_{(\lambda)} = \frac{\partial I_{(\lambda)}}{\partial z} \quad (\text{Gl. A 37})$$

$$\frac{\partial I_{(\lambda)}}{\partial z} = \alpha_{(\lambda)} I_{(\lambda)} \quad (\text{Gl. A 38})$$

$$I_{(\lambda)} = I_{(\lambda, z=0)} e^{-\int_0^z \alpha_{(\lambda)} dz'}$$

Der Absorptionskoeffizient läßt sich noch zusammenfassen zu:

$$\alpha_{(\lambda)} = \alpha_0 \rho_p \quad (\text{Gl. A 39})$$

Für eine Gauß'sche Intensitätsverteilung ergibt sich dann für den Quellterm:

$$- \text{div } \vec{q}_{\text{str}} = \alpha_0 \rho_p I_0 e^{-\frac{r^2}{r_L^2}} e^{-\int_0^z \alpha_0 \rho_p dz'} \quad (\text{Gl. A 40})$$

mit

I_0

ungeschwächte Gesamtintensität

r_L

Laserradius

A II.6 Vergleich axialer Wärmeleitung mit axialer Konvektion

Der Vergleich wird durchgeführt für den wandnahen Bereich in der Abkühlzone, in welchem maximal mögliche axiale Temperaturgradienten auftreten.

In Wandnähe kann die axiale Konvektion dimensionslos beschrieben werden durch:

$$\frac{1+c}{T} u \frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{1+c}{T} \langle T \rangle (1-r) \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{Gl. A 41})$$

Für die axiale Wärmeleitung gilt:

$$\frac{1}{\text{Re}^2} \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{\text{Re}^2} \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{1}{2\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \sqrt{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (\text{Gl. A 42})$$

Aus den angenommenen Wandtemperaturprofilmodellen (Kap. IV.2) kann abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} \text{Max}(\partial T / \partial z) &\approx \frac{2000 \text{ K} - 300 \text{ K}}{700 \text{ K} \cdot 10^{-2}} = 2,4 \cdot 10^2 \\ \text{Max}(\partial^2 T / \partial z^2) &\approx \frac{300 \text{ K} - 2 \cdot 300 \text{ K} + 2000 \text{ K}}{700 \text{ K} \cdot 10^{-4}} = 2,4 \cdot 10^4 \end{aligned} \quad (\text{Gl. A 43})$$

Mit $T \approx 3/7$, $\langle T \rangle \approx 2,4$, $c \approx 0$ und $\text{Pr} = 0,7$ wird

$$\frac{1+c}{T} \langle T \rangle (1-r) \frac{\partial T}{\partial z} \approx 1,3 \cdot 10^3 (1-r) \quad (\text{Gl. A 44})$$

$$\frac{1}{\text{Re}^2} \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{1}{2\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \sqrt{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \approx 8,5 \cdot 10^4 / \text{Re}^2$$

Mit einer Reynoldszahl von 100 ist der Bereich des Einflusses von axialer Wärmeleitung durch Gleichsetzen der beiden letzten Terme (Gl. A 44 a und b) bestimmbar:

$$(1-r) = 6,5 \cdot 10^{-3}$$

Die radiale Rechenschrittweite beträgt $2 \cdot 10^{-2}$. Der Einflußbereich liegt um eine Größenordnung niedriger und wird nicht aufgelöst.

A II.7 Vergleich des Teilchenstromes auf die Rohrwand mit und ohne Berücksichtigung der Teilchendiffusion

Um die Bedeutung der Diffusion zu untersuchen, soll die Konzentrationsgleichung für die wandnahe Diffusionsgrenzschicht entwickelt werden. Die Größenordnung der Grenzschichtdicke δ_{Diff} ist zunächst unbekannt und soll bestimmt werden analog der Abschätzung der Dicke einer Reibungsgrenzschicht wie es Schneider /43/ zeigt.

Die Konzentrationsgleichung lautet dimensionslos:

$$\frac{u}{T} \frac{\partial c}{\partial z} + \frac{v}{T} \frac{\partial c}{\partial r} = (1 + c) R_{(Tr)} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{c}{1+c} \frac{T_h}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{r}{Sc} \sqrt{T} \frac{\partial c}{\partial r} \right) \quad (\text{Gl. A 45})$$

Es kann angenommen werden, daß die Geschwindigkeitsfelder u und v sowie das Temperaturfeld T durch die Diffusionsgrenzschicht vernachlässigbar beeinflusst werden und ihre außerhalb der Grenzschicht gewonnene Lösung in die Grenzschicht fortgesetzt werden kann. Es ist demnach nur das Konzentrationsfeld zu entwickeln. Der Entwicklungsparameter sei

$$\epsilon = \frac{1}{Sc}.$$

äußere Entwicklung:

$$c(r, z) = C_0(r, z) + \Lambda_1(\epsilon) C_1(r, z) + O(\epsilon^2)$$

mit dem unbekannten Parameter $\Lambda_1(\epsilon)$, für den gilt:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} (\Lambda_1(\epsilon)) = 0$$

Eingesetzt in Gleichung A 45 ergibt das bei Berücksichtigung

von Termen größer als ε :

$$\frac{u}{T} \frac{g}{\partial z} \frac{\partial C_0}{\partial z} + \frac{v}{T} \frac{g}{\partial r} \frac{\partial C_0}{\partial r} = (1 + \frac{C_0}{C_0}) R_{(Tr)} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{C_0}{1+C_0} \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

Das ist die numerisch gelöste Gleichung ohne Diffusionsanteil. Ihre Lösung ist also bekannt.

innere Entwicklung

Die radiale Koordinate wird wie folgt gestreckt:

$$y = \frac{(1-r)}{\delta_{Diff}}$$

Da die Konzentration in der Grenzschicht gering ist ($|C_0| < 1$ und $c(r=1) = 0$), wird für sie angesetzt:

$$c(r, z) = R_0(\varepsilon) C_0(y, z) + R_1(\varepsilon) C_1(y, z) + O(\varepsilon^2)$$

folgende Näherungen werden verwendet:

$$\frac{c}{1+c} \sim c, \quad (1 - y \cdot \delta_{Diff}) \sim 1$$

Eingesetzt in Gleichung A 45 ergibt das ohne den Quellterm für die chemische Reaktion:

$$\begin{aligned} \frac{u}{T} \frac{g}{\partial z} (R_0 C_0 + R_1 C_1) - \frac{1}{\delta_{Diff}} \frac{v}{T} \frac{g}{\partial y} (R_0 C_0 + R_1 C_1) = \\ \frac{1}{\delta_{Diff}} \frac{\partial}{\partial y} \left[(R_0 C_0 + R_1 C_1) \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{1}{\delta_{Diff}} \frac{\partial T}{\partial y} + \sqrt{T} \frac{\varepsilon}{\delta_{Diff}} \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial y} (R_0 C_0 + R_1 C_1) \right] \end{aligned}$$

Durch Aufspaltung in Ableitungen bekannter und unbekannter Funktionen und Multiplikation mit δ_{Diff} ergibt sich:

$$\delta_{\text{Diff}} \frac{u}{T} \frac{\partial}{\partial z} (R_0 C_0 + R_1 C_1) - \frac{v}{T} \frac{\partial}{\partial y} (R_0 C_0 + R_1 C_1) =$$

$$\frac{1}{\delta_{\text{Diff}}} \frac{K}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} (R_0 C_0 + R_1 C_1) + \frac{1}{\delta_{\text{Diff}}} (R_0 C_0 + R_1 C_1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{K}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\varepsilon}{\delta_{\text{Diff}}} (R_0 C_0 + R_1 C_1) \frac{\partial}{\partial y} (\sqrt{T}) + \frac{\varepsilon}{\delta_{\text{Diff}}} \sqrt{T}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (R_0 C_0 + R_1 C_1)$$

Da $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (\delta_{\text{Diff}}) = 0$, kann der Grenzwert

von $\frac{\varepsilon}{\delta_{\text{Diff}}}$ für $\varepsilon \rightarrow 0$ drei mögliche Werte annehmen: 0, ∞ , $k \in \mathbb{R}$

Hierbei kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit $k = 1$ gewählt werden.

Es müssen innere und äußere Lösung aneinander anpaßbar sein. Daher ist als Grenzwert ∞ nicht möglich; der Einfluß der Thermophorese in der Grenzschicht würde gegenüber der Diffusion verschwinden und innere und äußere Entwicklung hätten keine gemeinsamen Transportterme (Der konvektive Anteil verschwindet in der Grenzschicht, wie weiter unten gezeigt ist). Ebenso ist der Grenzwert 0 nicht möglich, da mit ihm die Diffusion in der Grenzschicht verschwindet. Somit muß gelten:

$$\frac{\epsilon}{\delta_{\text{Diff}}} = 1 \quad \text{oder} \quad \delta_{\text{Diff}} = \epsilon = \frac{1}{Sc}$$

Mit der Annahme in Wandnähe:

$$u_g \sim u(z) (1 - r) = u(z) \delta_{\text{Diff}}^y$$

$$v_g \sim v(z) (1 - r) = v(z) \delta_{\text{Diff}}^y$$

und $u(z), v(z) \sim 1$ ergibt das nach Multiplikation mit δ_{Diff}^2 für die Konzentrationsgleichung mit nicht entwickelter Konzentration:

$$\delta_{\text{Diff}}^3 \frac{y}{T} \frac{\partial c}{\partial z} - \delta_{\text{Diff}}^2 \frac{y}{T} \frac{\partial c}{\partial y} = (1+c) R_{(\text{Tr})} \delta_{\text{Diff}}^2 +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[c \frac{K}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} + \epsilon \sqrt{T} \frac{\partial c}{\partial T} \right]$$

und nach Vernachlässigung von Termen kleiner oder gleich δ_{Diff}^2 :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(c \frac{K}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} + \epsilon \sqrt{T} \frac{\partial c}{\partial y} \right) = 0$$

Soll die Lösung ohne Diffusion in Wandnähe betrachtet werden, setzt man $\epsilon = 0$.

Es wird unterschieden:

Fall I: Diffusion wird berücksichtigt

$$\left(c \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon \sqrt{T} \frac{\partial c}{\partial y} \right) = K_{I\tau}(z) \quad \text{und} \quad c_{(y=0)} = 0 \quad (\text{Gl. A 48})$$

Fall II: keine Diffusion

$$\left(c \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = K_{II\tau}(z) \quad \text{und} \quad c_{(y=0)} = 0 \quad (\text{Gl. A 49})$$

mit $K_{I\tau}$ und $K_{II\tau}$ konstant über y .

Die Teilchenströme J in der Grenzschicht bestimmen sich dann zu:

$$J_{I\tau} = \left(c \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon \sqrt{T} \frac{\partial c}{\partial y} \right) \frac{1}{\varepsilon} = K_{I\tau}(z) \quad (\text{Gl. A 50})$$

$$J_{II\tau} = \left(c \frac{K_{Th}}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{1}{\varepsilon} = K_{II\tau}(z) \quad (\text{Gl. A 51})$$

Da K_I und K_{II} nicht von y abhängen, sind die Teilchenströme für $y = 0$ und $y \rightarrow \infty$ identisch. Für $y \rightarrow \infty$ verschwindet der Einfluß der Diffusion und die Teilchenströme J_I und J_{II} werden gleich:

$$K_I = K_{II} = K$$

Obwohl die beiden Teilchenströme auf der Wand unterschiedlich berechnet werden, sind sie identisch:

$$J_{I}(y=0) = \frac{\sqrt{T}}{Sc} \frac{\partial c}{\partial y} = K \quad \text{mit } c_{(y=0)} = 0 \quad (\text{Gl. A 51})$$

$$J_{II}(y=0) = c \frac{K}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{mit } c_{(y=0)} \neq 0 \quad (\text{Gl. A 52})$$

AIII.1 Bestimmung der Teilchenkonzentration auf der Wand im Abscheidebereich

Aus der Gleichung II'b (Kap. III.1) ergibt sich mit den Randbedingungen für $r=1$ die Konzentration auf der Wand c_w :

$$c_w \left(1 + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \bigg|_w \left(\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \bigg|_w \right)^{-1} - \frac{1}{2T_w} \frac{\partial T}{\partial r} \bigg|_w \right) + \frac{\partial c}{\partial r} \bigg|_w = 0 \quad (\text{Gl. A 54})$$

mit

$$u_g(r=1) = 0$$

$$v_g(r=1) = 0$$

$$T_w = T(r=1, z)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \bigg|_w = 0$$

Verschwindet der Temperaturgradient auf der Wand, findet keine Abscheidung statt. Die Konzentration auf der Wand bleibt konstant und kann aus dem vorherigen Berechnungsschritt übernommen werden.

Somit gilt im Bereich der Abscheidung :

$$c_w = \frac{\partial c}{\partial r} \bigg|_w \left(\frac{1}{2T_w} \frac{\partial T}{\partial r} \bigg|_w - 1 - \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \bigg|_w \left(\frac{\partial T}{\partial r} \bigg|_w \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (\text{Gl. A 55})$$

Die Ableitungen werden durch einseitige Differenzen (Abbruchfehler Δr^2) approximiert:

$$\frac{\partial f}{\partial r} = \frac{3f^{\text{IMAX}} - 4f^{\text{IMAX}-1} + f^{\text{IMAX}-2}}{2\Delta r} \quad (\text{Gl. A 56})$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} = \frac{1}{2\Delta r^2} (f^{\text{IMAX}} - 2f^{\text{IMAX}-1} + f^{\text{IMAX}-2})$$

Unter Verwendung des Lösungsalgorithmus (Gl. III.7) ist :

$$\phi_{J+1}^{\text{IMAX}-1} = \frac{E}{J} \phi_{J+1}^{\text{IMAX}-1} + \frac{F}{J} \phi_J^{\text{IMAX}-1} \quad (\text{Gl. A 57})$$

und analog für $\phi_{J+1}^{\text{IMAX}-2}$.

Somit können die in Gleichung (A 55) auftretenden Ableitungen geschrieben werden als Linearkombination von c_w und T_w ,

nachdem $T|_{\text{IMAX-1}}$, $T|_{\text{IMAX-2}}$, $c|_{\text{IMAX-1}}$ und $c|_{\text{IMAX-2}}$ nach Gleichung A 57 bestimmt wurden als Funktionen von c_w und T_w .

Gleichung (A 55) kann dann nach c_w aufgelöst werden. Um die verbleibende schwache Abhängigkeit der Temperaturableitungen von der Konzentration c_w zu berücksichtigen, muß einige Male iteriert werden.

Lebenslauf

Familienname: Hilgenstock, geb. Lichtenfeld
Vorname: Marita
Geburtstag: 10.01.1959
Geburtsort: Recklinghausen
Familienstand: verheiratet seit dem 11.10.1984
mit Achim Hilgenstock

Schulbildung

1965 - 1968 Volksschule in Recklinghausen
1968 - 1977 Marie Curie Gymnasium in Reck-
linghausen, Abschluß: Abitur

Studium

1977 - 1983 Studiengang Physik Diplom an der
Westfälischen Wilhelms Univer-
sität in Münster
1979 Diplom-Vorprüfung in Physik
Januar 1983 Diplomprüfung in Physik

Berufliche Tätigkeit

April 1983 - März 1984 wissenschaftliche Hilfskraft am
Institut für Thermo- und Fluid-
dynamik der Ruhr-Universität
Bochum, Lehrstuhl für Wärme- und
Stoffübertragung
(Prof. Dr.-Ing. M. Fiebig)
seit April 1984 wissenschaftliche Mitarbeiterin
am Institut für Thermo- und Fluid-
dynamik der Ruhr-Universität
Bochum, Lehrstuhl für Wärme- und
Stoffübertragung
(Prof. Dr.-Ing. M. Fiebig)

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

